L' OTTICA

DELLE

OSCILLAZIONI ELETTRICHE

STUDIO SPERIMENTALE

SULLA PRODUZIONE
DI FENOMENI ANALOGHI AI PRINCIPALI FENOMENI OTTICI
PER MEZZO DELLE ONDE ELETTROMAGNETICHE

DI

AUGUSTO RIGHI

Professore O. di Fisica nella R. Università di Bologna

CON 38 FIGURE

BOLOGNA
DITTA NICOLA ZANICHELLI
(CESARE E GIACOMO ZANICHELLI)
1897

Digitized by Google

G.115
A1152

Digitized by Google

PREFAZIONE

Digitized by Google

Digitized by Google

Dopo che, nel 1888, Hertz giunse ad ottenere raggi di forza elettrica, e a dimostrare, che questi raggi si riflettono, si rinfrangono ed interferiscono come i raggi luminosi, moltissimi fisici ripeterono quelle memorabili esperienze, confermandole ed estendendole. Ma quantunque queste loro ricerche abbiano chiarito importanti questioni di dettaglio, o in altro modo sieno riuscite utilissime alla scienza, pure poco hanno aggiunto in appoggio dell'analogia fra le vibrazioni elettriche e le vibrazioni luminose, se si eccettuano certe esperienze relative alla riflessione, o alla concentrazione delle radiazioni per mezzo di una grande lente convergente.

Eppure, il lato piú importante del lavoro di Hertz risiede appunto, secondo me, nell'analogia suddetta, giacché, quando questa scaturisca intima e completa dalle esperienze, il concetto sviluppato da Maxwell, secondo il quale i fenomeni luminosi altro non sarebbero che fenomeni elettromagnetici, guadagnerá la fiducia maggiore.

Peró é facile rendersi conto della ragione, per la quale poco si é progredito in questa direzione, riflettendo,

Digitized by Google

che la minima lunghezza d'onda ottenuta da Hertz fu di circa 66 centimetri, e che i continuatori dell'opera di questo fisico insigne si arrestarono a questo valore, o a valori pochissimo minori. Ora, se con onde elettro-magnetiche di tale lunghezza si volessero riprodurre, oltre che la riflessione e la rifrazione, anche gli altri fenomeni dell'Ottica, si sarebbe costretti ad adoperare generalmente apparecchi di cosí grandi dimensioni, da non essere praticamente realizzabili, e ció in causa della necessitá di evitare quei fenomeni di diffrazione, i quali, con corpi di dimensioni troppo piccole, nasconderebbero ogni altro fenomeno.

Gli ulteriori progressi erano dunque subordinati alla possibilitá di creare apparecchi, capaci di produrre onde alquanto piú corte di quelle date dagli apparecchi di Hertz, e addatti ad uno studio sistematico e completo degli effetti, che possono produrre le onde da essi generate.

In seguito a varii tentativi fatti nel 1893 ebbi la fortuna di riuscire a costrurre nuovi apparecchi, che adempivano a queste esigenze. Infatti, mediante questi apparecchi si possono generare delle onde elettro-magnetiche lunghe pochi centimetri, e studiare agevolmente i fenomeni da queste prodotti, particolarmente quelli che sono analoghi ai principali fenomeni dell'Ottica.

I risultati di queste mie ricerche, che furono pubblicati dal 1893 in poi mediante Note e Memorie inserite in giornali scientifici ed Atti di Accademie, sono stati raccolti ed ordinati nel presente libro, il quale ne contiene altresí qualcuno di inedito. Ecco qual é l'ordine di esposizione, che ho adottato.

La Parte Prima contiene la descrizione dettagliata dei miei apparecchi, il modo di costruirli e di adoperarli,

Digitized by Google

e gli effetti che essi possono produrre, come pure la descrizione di alcuni fenomeni, che facilmente si osservano mediante le onde elettro-magnetiche, ma che difficilmente si potrebbero constatare mediante le onde luminose, in causa della piccolissima lunghezza di queste. Indipendentemente dall'interesse, che tali fenomeni possono per sé stessi presentare, essi meritavano di essere discussi sin dal principio, perché possono essere in molti casi causa di false interpretazioni.

La Seconda Parte risponde più particolarmente al titolo e allo scopo del libro. Essa é divisa in sette Capitoli.

Nel Cap. I sono esposti i fenomeni d'interferenza delle onde elettro-magnetiche, ottenuti con disposizioni sperimentali, le quali, per la maggior parte, imitano fedelmente quelle adoperate in Ottica. Cosí, per esempio, descrivo in questo Capitolo esperienze simili a quella degli specchi di Fresnel, a quella del biprisma ecc.

Nel Cap. II sono descritte esperienze analoghe a quelle ottiche dell'interferenza colle lamine sottili.

Le esperienze dei primi paragrafi del Cap. III imitano quelle ottiche della diffrazione, mentre quelle degli ultimi paragrafi riguardano fenomeni prodotti da masse dielettriche, nei quali però ha parte la diffrazione.

Nel Cap. IV é studiato l'assorbimento che certi corpi non metallici, come il legno od il vetro da specchi, producono sulle onde elettro-magnetiche, rispetto alle quali quei corpi si comportano come non completamente trasparenti.

La riflessione delle onde, prodotta da corpi isotropi o anisotropi, forma oggetto del Cap. V. Le esperienze colle quali, mediante la riflessione su lastre metalliche,

Digitized by Google

ottenni per la prima volta delle onde elettro-magnetiche a polarizzazione circolare od elittica, sono descritte in questo capitolo.

Il Cap. VI, dedicato alla rifrazione ed alla riflessione totale, contiene la descrizione di fenomeni perfettamente analoghi ai fenomeni ottici dei prismi, delle lenti, dei prismi a riflessione totale, della polarizzazione circolare od elittica per riflessione totale ecc.

Infine, nel Cap. VII tratto della doppia rifrazione delle onde elettro-magnetiche. Questo fenomeno fu per la prima volta ottenuto da me per mezzo del legno d'abete, e piú tardi da altri fisici e da me per mezzo di cristalli. Fra questi, quelli di selenite sono stati studiati colla maggiore estensione, pel motivo che é facile il trovarne di dimensioni convenienti.

Per elucidare poi certe questioni, alla discussione delle quali era inevitabile l'uso di molte formole, ho redatto alcune Note, che ho posto alla fine del volume.

Cosí, nella prima di queste Note (Nota A), é esposta la teoria degli oscillatori data da Hertz, e da me estesa al caso di due oscillazioni elettriche fra loro ortogonali, e a quello delle onde generate colla rotazione uniforme di un doppio-punto elettrico o di un elemento magnetico; nelle Note successive B e C sono calcolate le forze dovute ad un dielettrico, avente forma di sfera o di cilindro, collocato in un campo elettrico uniforme; nella Nota D sono dedotte le formole della riflessione e della rifrazione, dalle equazioni fondamentali di Hertz; nella Nota E sono dimostrate certe proprietà relative alla riflessione metallica della luce polarizzata; infine, nell'ultima Nota F si spiega

Digitized by Google

in che consistano le onde elettro-magnetiche a polarizzazione circolare od elittica.

Tutte le esperienze descritte in questo libro, quantunque molto numerose, e tanto svariate, da corrispondere alla maggior parte delle esperienze dell' Ottica, conducono concordemente alla conclusione, che il modo di comportarsi delle onde elettro-magnetiche é identico a quello delle onde luminose, salvo le differenze inerenti alla grande diversità delle lunghezze d'onda. Da esse rimane dunque rafforzata l'ipotesi della natura elettro-magnetica dei fenomeni luminosi.

Bologna, marzo 1897.

Digitized by Google

Digitized by Google

PARTE PRIMA

DESCRIZIONE DEGLI APPARECCHI ED ESPERIENZE PRELIMINARI

Digitized by Google

Digitized by Google

CAPITOLO I

Gli apparecchi.

1. **Gli oscillatori.** — Un eccitatore o oscillatore di Hertz puó essere considerato come un sistema di due condensatori disposti a cariche conseguenti, ossia *in cascata*, che produce scariche oscillanti in un circuito rettilineo, e a cui una sorgente di elettricitá fornisce continuamente nuove cariche. Le armature estreme dei due condensatori sono rappresentate dalle due aste metalliche, poste l'una sul prolungamento dell'altra, e dalle lastre o sfere metalliche che possono essere fissate alle loro estremitá lontane, mentre le due armature intermedie fra loro comunicanti sono rappresentate dai conduttori circostanti in comunicazione col suolo; il circuito di scarica é costituito dalle aste medesime e dalla scintilla che le congiunge durante ogni scarica. Infine, il dielettrico dei condensatori altro non é che l'aria ambiente, ed é nel seno di essa che si propagano le ondulazioni elettromagnetiche. Puó darsi che l'oscillatore sia a distanze assai grandi da ogni altro conduttore, ed in tal caso esso puó essere considerato come un semplice condensatore ad aria, del quale le due aste costituiscono in pari tempo le armature ed il circuito di scarica.

Digitized by Google

Siccome il periodo oscillatorio della scarica di un condensatore cresce colla capacitá del medesimo e colla autoinduzione del circuito percorso dalla scarica, cosí, per giungere ad ottenere periodi di oscillazione assai più piccoli di quelli prima realizzati, dovetti cercare di ridurre, per quanto era possibile, sia la capacitá, sia l'autoinduzione. É perció che formai i nuovi oscillatori mediante due semplici palline metalliche, poste abbastanza vicine l'una all'altra perché, una volta caricate oppostamente, potesse fra esse prodursi una breve scintilla di scarica.

Gli effetti che dá un oscillatore di tal genere, costituito con palline di pochi centimetri di diametro, sono assai deboli. Ma si accrescono enormemente ricorrendo ad un artificio dovuto a De la Rive e Sarasin [1], il quale artificio consiste nel far scattare la scintilla, che congiunge i due conduttori, entro un liquido isolante. Ho appunto adottata questa disposizione, e cioé ho collocato un liquido isolante fra le due sfere; ma ho trovato assai preferibile l'olio di vasellina all'olio d'ulivo, adoperato dai due fisici ginevrini, specialmente rendendolo poco scorrevole col discioglierví una sufficiente quantitá di vasellina.

L'efficacia del liquido mi sembra possa spiegarsi in questo modo. Onde si inizii la scarica fra i due conduttori, occorre che sia raggiunta una differenza di potenziale fra essi di gran lunga maggiore, allorché sono separati dal liquido isolante, che quando lo sono semplicemente dall'aria. Perció é assai maggiore la quantitá di elettricitá che si muove nella scarica oscillante.

Ma l'oscillatore ad olio di vasellina presenta un altro incomparabile vantaggio. É noto infatti a quanti hanno ripetuto le esperienze di Hertz, che per avere buoni risultati é indispensabile mantenere perfettamente terse le superfici metalliche fra le quali si produce la scintilla, ragione per cui occorre pulirle a brevissimi intervalli, per

[1] *C. R.* t. CXV, pag. 489 (1892).

Digitized by Google

esempio con carta smerigliata. Cogli oscillatori ad olio di vasellina nessuna cura speciale é necessaria, giacché seguitano indefinitamente a produrre effetti perfettamente costanti, anche se dopo un lungo uso il liquido é divenuto nerissimo per carbonizzazione, ed un deposito nero si é formato sulle due palline.

Per eccitare gli oscillatori, Hertz e gli altri che si occuparono dopo delle stesse ricerche, ricorsero ad un rocchetto d'induzione. Soltanto Toepler [1] sostituí al rocchetto una macchina ad influenza.

Dal canto mio ho preferito adoperare una grande macchina ad influenza a quattro dischi (sistema Holtz) e a conduttori diametrali, giá adoperata e citata a proposito di tante altre mie ricerche, e con essa ho avuto effetti assai superiori a quelli che potevo ottenere coi medesimi apparecchi eccitati per mezzo d'un rocchetto di Ruhmkorff di gran modello.

Il mio modo d'impiegare la macchina di Holtz diversifica da entrambi i metodi indicati dal Toepler. Nel mio metodo la macchina deve privarsi dei suoi condensatori, poi devono congiungersi i suoi conduttori principali, per mezzo di fili di rame o meglio di conduttori flessibili introdotti in tubi di gomma, con due sfere, poste in linea retta colle due costituenti l'oscillatore, ed una per parte. Mentre la macchina funziona si scorgono tre scintille, e cioè due nell'aria fra le palline comunicanti colla macchina e quelle costituenti l'oscillatore, ed una nel liquido isolante, e siccome la macchina fornisce un efflusso abbondantissimo di elettricitá, le tre scintille si rinnovano con tal frequenza, che all'occhio sembrano quasi costituire un fenomeno luminoso continuo.

In generale la mia macchina é mantenuta in azione da un motore ad acqua di Schmidt, d'un quarto di cavallo. Come si vedrá piú innanzi, le scariche che percorrono i fili di

(1) *Wied. Ann.* 1892, b. 46, pag. 306.

Digitized by Google

comunicazione e le due scintille nell'aria, non danno effetto sensibile sui risonatori. Esse servono solo a caricare le due sfere dell'oscillatore, le quali con rapida vicenda si scaricano in modo oscillatorio per mezzo della scintilla centrale.

2. **Descrizione dell' oscillatore.** — Le due sfere *A*, *B* (fig. 1) costituenti l'oscillatore, sono fissate nel centro di due grossi dischi di legno, di vetro, o meglio di ebanite *CD*, *EF*, formanti le due basi d'un recipiente cilindrico, le cui pareti laterali sono flessibili. Un foro praticato in uno dei dischi permette di riempire coll'olio di vasellina il recipiente, e dá sfogo ai gas che svolge la scintilla, mentre una disposizione qualunque permette di regolare la distanza fra le due basi, e quindi quella fra le due sfere. È bene poi che la superficie interna dei due dischi sia convessa, onde il livello del liquido sia alquanto piú alto del luogo ove si forma fra *A* e *B* la scintilla, anche quando i dischi sono orizzontali. La parete flessibile viene formata con membrana animale, oppure con carta pergamena, riunita in anello con colla, e primitivamente bagnata con acqua. È bene aggiungere a questa un poco di glicerina onde la carta si conservi morbida. La gomma elastica non puó servire, perché l'olio di vasellina la gonfia enormemente.

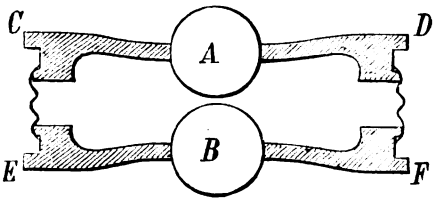

Fig. 1

Nella fig. 2 é rappresentata la montatura dell'oscillatore, visto nella direzione del suo asse di figura e munito del suo riflettore cilindrico parabolico. Naturalmente l'asse dell'oscillatore *O* coincide colla linea focale dello specchio *SS*. Quest'ultimo, formato d'una lastra di rame, é rigidamente fissato posteriormente ed all'altezza del centro dell'oscillatore, ad un asse d'ottone *AB* che puó girare entro un foro praticato nel

Digitized by Google

dritto *CC* che regge l'intero apparecchio, insieme ad un indice *BD* ad esso congiunto, il quale scorre sopra un cerchio graduato *EF* fissato sul dritto *CC*. Con questa disposizione la radiazione, che emana dallo specchio *SS*, rimane sempre orizzontale, finché si lascia verticale il dritto *CC*, ma l'azimut delle vibrazioni puó assumere qualunque valore, che viene poi determinato col cerchio graduato.

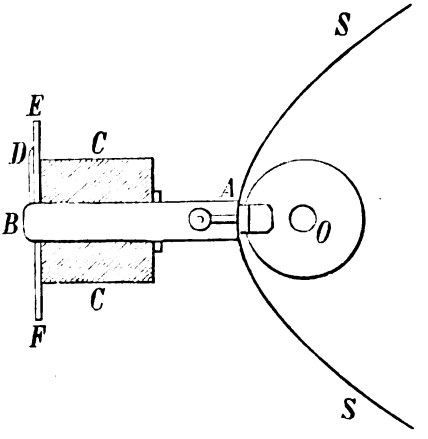

Fig. 2

Da principio cercavo di dare al riflettore una distanza focale eguale al quarto o ai tre quarti della lunghezza d'onda propria ai risonatori che intendevo adoperare, e ció allo scopo che l'effetto delle onde partite direttamente dall'oscillatore si sommasse a quello delle onde riflesse dallo specchio. Ma siccome il primo effetto scema assai presto, allorché lo si osserva a distanze di piú in piú grandi, ho finito coll'adottare come distanza focale quella distanza, che tornava piú comoda per le dimensioni dei dischi dell'oscillatore.

Come si vede, l'oscillatore disposto nel modo qui descritto puó adoperarsi alla guisa d'un nicol o altro simile polarizzatore.

Nella fig. 3 (1) vedesi l'oscillatore che piú di frequente ho adoperato, specialmente per onde di circa 10,6 c. di lunghezza, che sono praticamente le più opportune nel maggior numero delle mie esperienze. Lo specchio ha in

(1) Le altre parti della fig. 3, che quí non sono descritte, lo saranno piú oltre. Non entro in dettagli di forma, che possono rilevarsi osservando la figura e senza bisogno di spiegazione.

Digitized by Google

tal caso 8 c. di distanza focale, 40 c. di altezza e 50 c. di apertura, ed i dischi, che portano le due sfere formanti l'oscillatore propriamente detto, sono d'ebanite, e hanno circa 15 c. di diametro. Pel modo nel quale l'apparecchio fu collocato nell'atto di farne la fotografia, che ha servito di modello alla fig. 3, non é in questa visibile la disposizione che permette di regolare la distanza fra le due sfere dell'oscillatore, ma non é meno facile perció il descriverla. L'inferiore dei due dischi d'ebanite é fissato invariabilmente sullo specchio, o per meglio dire ad una costola robusta d'ottone che, al di dietro dello specchio, riunisce le due lastre grosse d'ottone *AB*, *CD* a cui lo specchio é saldato. Il disco superiore é invece connesso ad un pezzo mobile fra due guide. Una apposita vite, che si trova al di dietro dello specchio, permette di eseguire il movimento progressivo del disco superiore, anche mentre l'apparecchio é in azione.

Nella fig. 3 vedesi in *E* una delle due sfere comunicanti colla macchina elettrica, ed in *F* una delle due fissate nei dischi d'ebanite. Le prime sono unite a fili di rame terminanti in serrafili *G*, *H*, che passano entro canne di vetro opportunamente incurvate e sorrette da due colonnette di ebanite, di cui una *I* é visibile nella figura. Queste possono fissarsi a varie altezze, onde con ció variare la distanza fra le sfere estreme e l'oscillatore propriamente detto.

Altri apparecchi di cui ho fatto uso hanno dettagli diversi di costruzione. Per esempio, il disco superiore, anziché ricevere un moto nella direzione dell'asse dell'oscillatore, si sposta secondo un arco di cerchio. La costruzione é allora assai semplice. Il disco superiore si prolunga in una leva, che passa al di dietro dello specchio per apposita apertura, e che ha il suo fulcro presso lo specchio medesimo. Girando una vite posta all'estremitá della leva si accostano l'uno all'altro i due dischi, che una molla antagonista allontana di nuovo, allorché si gira

Digitized by Google

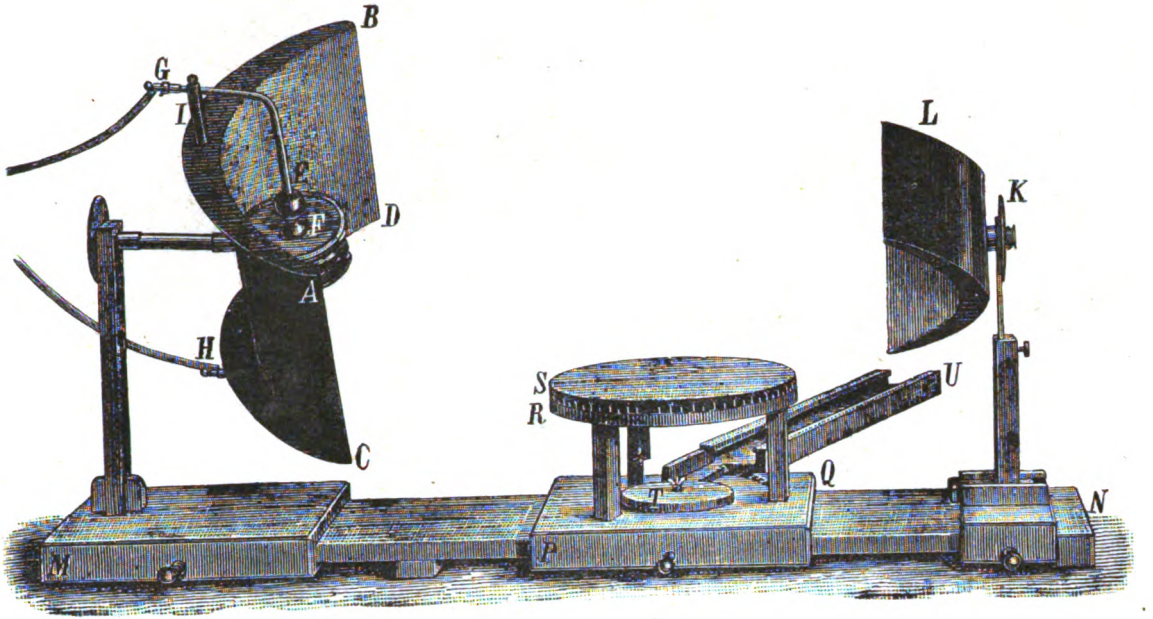

Fig. 3

Digitized by Google

Digitized by Google

la vite in senso opposto. Questa disposizione é opportuna per oscillatori ai quali si vuole a volontá applicare o togliere lo specchio parabolico.

Per un dato oscillatore l'effetto dipende grandemente dalla distanza che separa le due sfere, e un poco anche da quelle che separano l'oscillatore dalle sfere comunicanti colla macchina. In altri termini, l'effetto dipende dalla lunghezza delle tre scintille. Quella centrale deve essere sempre molto piú breve delle altre due, per esempio 0,08 c. quando queste sono di 2 c. É sempre facilissimo trovare le distanze migliori, osservando l'effetto prodotto in un risonatore.

3. **Altre forme di oscillatori.** — Prima di dare agli oscillatori la loro forma definitiva, che é quella descritta or ora, adottai varie altre disposizioni, le quali, benché non permettano di variare l'azimut delle oscillazioni, possono essere utili in alcuni casi.

I primi miei oscillatori erano verticali, e cioé le quattro sfere avevano i loro centri sopra una stessa verticale. Le due sfere intermedie *B, C,* (fig. 4), che propriamente costituivano l'oscillatore, erano fissate con ceralacca nell'apertura piú piccola di due tronchi di cono di vetro *EF, GH,* ottenuti tagliando due imbuti, e portati da due righe d'ebanite *L, M,* delle quali una *M* era fissa, e l'altra mobile intorno alla sua estremitá per mezzo di una vite *V,* con che si

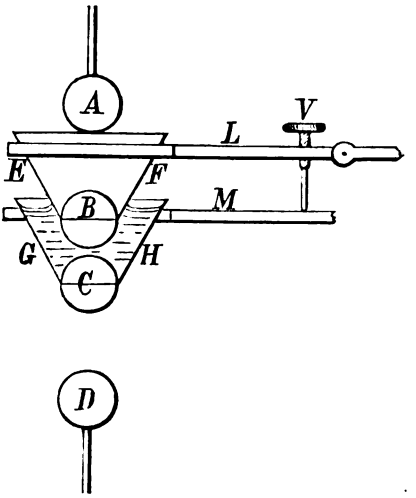

Fig. 4

Digitized by Google

poteva regolare la distanza fra le due sfere. Le due sfere estreme *A*, *D*, comunicanti colla sorgente elettrica, erano fissate alle estremitá di due aste metalliche, verticali, come nella figura, oppure inclinate comunque.

L'olio di vasellina veniva posto entro l'imbuto inferiore.

Nella disposizione seguente l'oscillatore è orizzontale. Le sfere *B*, *C* (fig. 5), sono sostenute da due lastre di ebanite *EF*, *GH*, e la loro distanza puó regolarsi a piacere per opera di una vite *V*. Le palline estreme *A* e *D* sono fissate alle estremitá di due fili di rame circondati con cannelli di vetro a grosse pareti. Le quattro sfere *A*, *B*, *C*, *D*, sono poi immerse nell'olio di vasellina contenuto in una vaschetta di vetro *LM*.

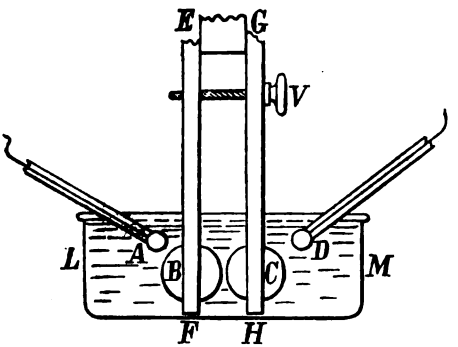

Fig. 5

In questo oscillatore, non solo la scintilla centrale, ma anche le due scintille estreme si formano nel seno del liquido. Le sfere *A*, *D* possono essere alquanto piccole, e la loro distanza dalle sfere *B* e *C* deve essere minore che nel caso dell'oscillatore fig. 4.

Un'altra disposizione di oscillatore orizzontale é la seguente, che ho adoperata per onde lunghe qualche metro, e che é opportuna per ripetere in un corso le esperienze fondamentali di Hertz.

Invece che da due semplici sfere, l'oscillatore é formato da due tubi d'ottone *AB*, *CD* (fig. 6) grossi circa 1 c. e lunghi 28 c. terminati da sfere *A*, *B*, *C*, *D* di circa 4 c. di diametro. Le due sfere di mezzo *B*, *C*, poste a piccola distanza l'una dall'altra, sono immerse nell'olio di vasellina contenuto in un recipiente di vetro

Digitized by Google

GHI, munito di tre aperture *G*, *H*, *I*, il cui scopo é senz'altro evidente, e a qualche centimetro di distanza dalle sfere estreme *A*, *D*, sono collocate altre due sfere *E*, *F*, comunicanti coi conduttori principali della macchina elettrica.

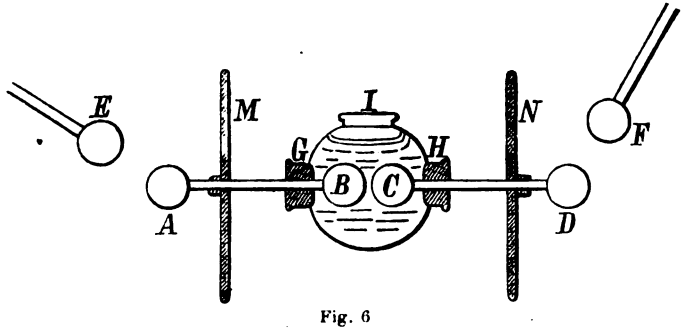

Fig. 6

Si puó variare la capacitá del sistema, e quindi il periodo di oscillazione, spostando sui tubi *AB*, *CD*, due dischi di rame *M*, *N*, di 34 c. di diametro.

Per un simile oscillatore si puó adoperare il risonatore circolare di Hertz, le cui estremitá siano congiunte agli elettrodi d'un piccolo tubo di Geissler. L'effetto della risonanza sará allora visibile anche a grande distanza in una sala semi-buia.

La teoria fa poi prevedere altre forme possibili di oscillatori, affatto diversi da tutti quelli finora adoperati.

Cosí, per esempio, due masse elettriche eguali e di nome contrario, animate da moti rettilinei pendolari tali, che esse occupino sempre due posizioni simmetriche rispetto al punto di mezzo della traiettoria da esse percorsa, devono produrre lo stesso effetto che un oscillatore ordinario, e dare onde di periodo eguale a quello dell'oscillazione pendolare. O anche, se le due masse elettriche sono fissate alle estremitá di una retta, che giri uniformemente in un piano intorno al proprio punto di mezzo, deve generarsi un sistema di onde elettro-magnetiche, le quali, nelle direzioni giacenti nel piano in cui

Digitized by Google

gira la retta mobile, devono comportarsi come quelle emanate da un ordinario oscillatore.

Infine, effetti simili possono essere prodotti dal movimento analogo di masse magnetiche.

Peró questi oscillatori *meccanici* non si sono ancora realizzati, ed in ogni modo non sembra possibile ricavare da essi che onde di lunghezza grandissima. Perció essi non hanno per ora che un interesse affatto teorico (Veggasi la Nota *A* in fine del volume).

4. **Ove abbiano origine le oscillazioni.** — In quanto precede ho ammesso senza prova, per quanto la cosa possa sembrare evidente, che le oscillazioni elettriche, le quali, propagate poi a distanza, eccitano le oscillazioni d'un risonatore, si producano nel sistema conduttore costituito dalle due sfere separate dall'olio isolante, ma congiunte momentaneamente da una scintilla. Siccome intorno alla validitá di tale supposizione estremamente spontanea é stato messo fuori qualche dubbio, cosí, prima di procedere oltre, presenteró le ragioni per le quali tali dubbi mi sembrano destituiti di fondamento.

Intanto l'effetto ottenuto dipende dalla presenza del liquido. Senza di questo un risonatore, che si eccitava a parecchi metri di distanza, non mostra piú qualche rara scintilla che a pochi centimetri dall'oscillatore.

L'effetto dell'oscillatore dipende enormemente dalla distanza delle due sfere che lo costituiscono, ma assai meno dalla distanza fra esse e le due sfere comunicanti colla macchina. Ció sarebbe difficile da spiegare se le oscillazioni utili non avessero la sede loro attribuita. Se le due sfere dell'oscillatore si toccano, cessa quasi affatto l'azione sopra un risonatore, se anche é assai sensibile e vicino.

Infine, ho ancora riconosciuto che, se le due sfere sono cave, l'efficacia dell'oscillatore é minore che quando sono piene, cosa questa che forse non era facilmente pre-

Digitized by Google

vedibile. Per esempio, con un oscillatore formato con sfere massiccie di quasi 4 c. di diametro, l'effetto sopra un risonatore cessava solo a circa 11 metri di distanza, mentre sul medesimo risonatore l'effetto spariva giá a circa 6 m., allorché a quelle sfere se ne sostituivano due altre di egual diametro esterno ma cave, con spessore di parete di circa 0,15 centimetri. Due altre a parete assai piú sottile davano un effetto anche piú ridotto. Invece le sfere comunicanti colla macchina possono essere indifferentemente piene o cave, e, entro certi limiti, aver un diametro piú o meno grande, senza che mutino gli effetti che si ottengono dall'oscillatore. Anche il variare alquanto le dimensioni e la disposizione dei fili che vanno alla macchina elettrica non ha sensibile influenza.

Il sig. Zehnder ha recentemente tentata una diversa spiegazione del modo d'agire del mio oscillatore ([1]). Egli, se non ho mal compreso il suo concetto, non si occupa di sapere se le scariche che si producono siano o no oscillanti, e suppone che le due scintille nell'aria non siano simultanee, ma si seguano a brevissimo intervallo. Ognuna di esse genererá una semplice onda nello spazio, e potrá darsi, egli dice, che l'ondulazione generata da una delle scintille cominci nell'istante in cui cessa quella generata dall'altra. Sarebbero allora due onde sole che si propagherebbero nello spazio, e non sarebbe possibile osservare interferenza che con differenze di cammino di $\frac{\lambda}{2}$ o di $3\frac{\lambda}{2}$. Il sig. Zehnder propenderebbe a credere che in questo modo si potessero spiegare i risultati da me ottenuti. Peró, anziché cercare una qualche conferma sperimentale per la sua spiegazione, egli si limita a proporre, senza eseguirle, due esperienze decisive. La prima sarebbe l'esperienza d'interferenza di Boltzmann,

([1]) *Wied. Ann.* 1894, n. 5, p. 34.

Digitized by Google

e la seconda consisterebbe nel collocare le due sfere comunicanti colla macchina, non piú sull' asse dell' oscillatore, ma lateralmente, in modo che le due scintille nell' aria riescissero quasi parallele fra loro, e quasi ad angolo retto coll' asse medesimo. Secondo le idee del sig. Zehnder, eseguendo la prima esperienza non dovrebbero osservarsi interferenze corrispondenti a differenze di cammino maggiori di $3\frac{\lambda}{2}$, ed eseguendo la seconda dovrebbe sparire ogni azione per parte dell' oscillatore.

Or bene, l' esperienza di Boltzmann, che ho avuto occasione di ripetere moltissime volte, permette di constatare le interferenze prodotte con differenze di cammino alquanto maggiori di un' onda e mezzo. E quanto alla seconda esperienza, che si puó sensibilmente realizzare coll' oscillatore della fig. 5, essa non conduce al risultato previsto dal sig. Zehnder, giacché si puó constatare perfettamente l' esistenza delle onde elettromagnetiche propagantesi in ogni direzione (anche d' alto in basso), allorché le due scintille estreme sono quasi verticali.

Non si puó dunque mettere in dubbio che le oscillazioni elettriche, generate da uno dei miei oscillatori, provengano dalle scariche oscillatorie del sistema formato dalle due sfere, momentaneamente congiunte dalla piccola scintilla.

5. **I Risonatori.** — I risonatori originari di Hertz erano di due specie: o un circuito metallico quasi chiuso, o un conduttore rettilineo diviso a mezzo, nel punto d' interruzione dei quali si mostravano scintille, allorché delle oscillazioni elettriche si generavano in essi. Ma furono di poi inventate varie disposizioni sperimentali per renderli piú sensibili, o per rendere piú facile il mettere in evidenza le loro oscillazioni. Gli artifici messi in opera sono svariatissimi. Infatti, o si é cercato di rendere piú facilmente visibili a distanza le piccole scariche del risonatore,

Digitized by Google

facendole produrre in un gas rarefatto (Dragoumis [1]), oppure si é cercato di avere una indicazione dell'esistenza delle oscillazioni adoperando dei tubi a gas rarefatto, muniti di speciali elettrodi connessi ad una sorgente di elettricitá (Zehnder [2]), od anche ricorrendo ad una coppia termo-elettrica (Klemencic [3], Lebedew [4]), al bolometro (Rubens e Ritter [5]), all'elettroscopio insieme ad una pila (Boltzmann [6]), alla rana galvanica (Ritter [7]), alla combinazione di gas esplosivi (Lucas e Garrett [8]), alla dilatazione termica del risonatore (Gregory [9]) ecc.

Alcuni di questi artifici porgono degli indicatori di onde elettriche dotati di grandissima sensibilitá, come per esempio quello, dovuto al Lodge [10] e adoperato di poi da Croft [11], Le Royer e Berchem [12], Biernacki [13], Spielmann [14], v. Lang [15] ed altri, che consiste nell'esporre alle onde elettro-magnetiche un tubetto contenente una polvere metallica, posta, insieme ad un galvanometro, nel circuito d'una pila. Infatti, la maggiore conducibilitá che assume la polvere, puó mettere in evidenza onde estremamente deboli, cosicché l'esistenza delle onde emanate dall'oscillatore puó essere rivelata a distanze estremamente grandi.

---

(1) *Nature*, t. XXXIX, p. 548.
(2) *Wied. Ann.* b. XLVII, p. 77.
(3) *Wied. Ann.* b. XLII, p. 416.
(4) *Wied. Ann.* b. LVI, p. 1.
(5) *Wied. Ann.* b. XL, p. 55.
(6) *Wied. Ann.* b. XL, p. 399.
(7) *Wied. Ann.* b. XL, p. 53.
(8) *Phil. Mag.* XXXIII, p. 299.
(9) *Phil. Mag.* XXIX, p. 54.
(10) *Nature*, 7 june 1894.
(11) *Beibl.* 1894, p. 965.
(12) *Beibl.* 1895, p. 93.
(13) *Wied. Ann.* 1895, b. LV, p. 599.
(14) *Beibl.* 1896, p. 1005.
(15) *Wied. Ann.* 1896, b. LVII, p. 430.

Digitized by Google

Però tutti questi metodi, se hanno pregi speciali di sensibilitá, o di opportunitá in certi casi, non mi sembrano presentare quella semplicitá e comoditá che sono richieste per eseguire esperienze numerose e svariate. Perció mi sono attenuto sempre al metodo originale di Hertz, e cioé alla scintilla; soltanto ho cercato di costruire il risonatore in modo da conferirgli la maggior possibile sensibilità, e a questo scopo ho cercato di rendere più brillante la scintilla producendola alla superficie di una lastra di vetro.

Si sa da tempo, benché la ragione non ne sia forse ancora ben chiarita, che, a paritá di differenza di potenziale, si ottengono scintille assai piú lunghe, allorché esse si generano alla superficie d'un corpo isolante o semiconduttore piuttosto che nell'aria libera. Cosí per esempio, mentre colla mia macchina ad influenza ottengo al massimo scintille di circa 30 c. di lunghezza nell'aria libera, e soltanto di 12 c. allorché colla stessa macchina carico il mio grande condensatore di 108 grandi bottiglie di Leida, ottengo facilmente da questo condensatore delle scintille lunghe quasi tre metri alla superficie dell'acqua. É noto d'altronde con quanta facilitá si ottengano lunghissime scintille allorché un condensatore si scarica spontaneamente lungo il vetro da un'armatura all'altra. Qualche cosa di simile accade nei miei risonatori.

D'altra parte, siccome le onde elettro-magnetiche penetrano nei conduttori soltanto sino ad una profonditá piccolissima, la quale anzi é tanto minore quanto piú piccolo é il loro periodo, puó darsi vi sia vantaggio ad adoperare un conduttore di spessore assai piccolo per costruire i risonatori.

In base a questi criteri ho formato i miei risonatori con una striscia d'argento depositato sul vetro, interrotta in un punto, nel quale il vetro resta cosí messo a nudo, e ove si formano le scintille.

La sensibilitá di tali risonatori cresce naturalmente al diminuire della larghezza della interruzione. Se questa

Digitized by Google

viene fatta con un diamante da incisore, in modo che risulti larga appena qualche millesimo di millimetro, si raggiunge un grado di sensibilitá veramente straordinario. Una tale sensibilitá é utile assai in molti casi, specialmente pei piccoli risonatori; ma per quelli piú grandi puó bastare quella che si ottiene facendo il taglio nell'argento colla riga e con un temperino ben affilato.

La lunghezza d'onda delle oscillazioni proprie d'un risonatore dipende, come é noto, dalle sue dimensioni, e piú oltre indicheró quelle dei risonatori dei quali ho fatto uso piú generalmente.

Quanto alla loro forma, ho dato la preferenza alla forma rettilinea, la quale piú facilmente si presta all'uso d'uno specchio destinato a concentrare su di essi le onde; ma ho costruito anche risonatori circolari, coi quali si puó osservare l'effetto delle forze magnetiche.

Le scintille che si formano nell'interruzione sono ben visibili anche a distanza; tuttavia é di gran vantaggio l'osservarle per mezzo di una lente convergente, specialmente nel caso dei piccoli risonatori.

Secondo alcuni fisici [1] in un risonatore rettilineo in azione ciascuna delle sue due metá si comporterebbe in modo simile ad un tubo sonoro aperto alle due estremitá, che dia il suo suono fondamentale, i ventri di questo corrispondendo ai punti del conduttore nei quali si producono le massime variazioni di potenziale, e nei quali non si ha corrente, ed il nodo centrale al punto del conduttore nel quale il potenziale non varia, e la corrente alternativa ha la massima intensitá. Le scintille che si osservano nell'interruzione sarebbero dovute a ció, che mentre l'estremitá d'uno dei due conduttori assume un potenziale positivo, l'estremità attigua dell'altro assume un potenziale negativo e viceversa. Dal modo nel quale

[1] Toepler, *Wied. Ann.* b. 46, p. 306, 464.

Digitized by Google

si comportano i miei risonatori sono indotto invece ad ammettere che l'intero risonatore in azione si comporti come un tubo sonoro aperto. Secondo me, la scintilla congiunge le due metá conduttrici del risonatore in un unico conduttore, nel quale si producono oscillazioni elettriche analoghe alle oscillazioni dell' aria nel tubo sonoro. Le due estremitá del risonatore sono ventri, ed il punto di mezzo della scintilla é un nodo, vale a dire che alle due estremitá del risonatore si hanno le massime variazioni periodiche del potenziale e corrente nulla, mentre in corrispondenza della breve scintilla si ha variazione minima di potenziale e massima corrente alternativa.

In appoggio di questa mia opinione citeró i due fatti seguenti: 1.°.Se ad un risonatore in azione, disposto parallelamente all' oscillatore che lo eccita, si accosta a piccolissima distanza l' estremitá d' un filo metallico non isolato, si scorgono presso di questa delle vive scintillette, allorché essa si trova presso le estremitá del risonatore, e queste scintillette scemano, sino a sparire affatto, allorché il filo tenuto nella mano si fa scorrere verso il punto di mezzo del risonatore stesso. 2.° La lunghezza di un risonatore non troppo largo é sempre all' incirca eguale alla metá della corrispondente lunghezza d' onda.

Quando si espone un risonatore nuovo alle radiazioni dell' oscillatore, tenendolo da questo dapprima a grandissima distanza e poi accostandolo poco a poco, ad un certo istante compaiono le scintille, e siccome si seguono con grandissima rapiditá e cambiano di posto lungo il taglio fatto dal diamante nell' argento, cosí sembra di vederne simultaneamente un gran numero allineate. È proprio come una fila di stellette verdastre brillantissime che appare nel campo dell' oculare, col quale si osserva il risonatore. Peró a poco a poco queste scintillette si fanno piú rare e poi cessano affatto. Bisogna allora avvicinare il risonatore all' oscillatore per farle riapparire, e cosí di seguito. Dunque la sensibilitá di un risonatore diminuisce coll' uso, e

Digitized by Google

questa diminuzione é rapida dapprincipio, e assai lenta in seguito.

Se si osserva ad intervalli il taglio del risonatore per mezzo di un microscopio, esso appare strettissimo e ad orli rettilinei regolarissimi, finché il risonatore é nuovo; ma in seguito il taglio diviene di piú in piú largo e con profonde intaccature irregolari. Si riconosce cosí che la progressiva diminuzione di sensibilitá si deve alla volatilizzazione dell'argento prodotta dalle scintille.

Ne consegue che, per quelle esperienze che richiedono la massima sensibilitá nel risonatore, bisogna cambiare quest'ultimo assai spesso, e perció é bene essere sempre ben provvisti di risonatori, ció che non costituisce affatto un inconveniente, vista la facilitá e la rapiditá della loro preparazione.

Per quelle esperienze le quali non richiedono un risonatore di grande sensibilitá, é preferibile adoperarne uno che sia in uso da molto tempo, giacché la sua sensibilità é allora pressochè costante.

Qualche volta succede che un risonatore nuovo non dia scintille, neppure a moderata distanza dall'oscillatore. Se allora lo si avvicina moltissimo, toccando anche con esso, se occorre, uno dei conduttori della macchina, le scintille ad un tratto compariscono. Bisogna allora prontamente allontanarlo onde non consumarlo inutilmente, giacché dopo questa prima eccitazione esso é divenuto sensibile in modo normale. Sembra che questo curioso comportamento di un risonatore abbia luogo allorché il taglio del diamante non fu perfetto, ma lasció qualche esilissima comunicazione fra le due metá dell'argento. Le intense oscillazioni elettriche finiranno allora per riscaldare e disaggregare l'esile filamento, dopo di che il risonatore é restituito alle condizioni normali.

Ho pure osservato che un risonatore che si allontani a poco a poco dall'oscillatore, seguita a scintillare anche a tal distanza, alla quale messo dapprima non mostrava

Digitized by Google

alcun effetto. Parmi che ció sia dovuto al calore sviluppato dalle sue scintille. Un analogo fenomeno si osserva quando in altro modo si espone il risonatore ad una radiazione elettrica d'intensitá decrescente.

Infine, se si riprende in uso un risonatore, che abbia servito a lungo, e poi sia stato abbandonato per qualche tempo, esso si mostra assai meno sensibile di quel che era, allorché si cessó di adoperarlo; ma gli si restituisce la sensibilitá di prima, lavandolo con alcool assoluto. É verosimile che questo fenomeno si debba ad una alterazione del vetro prodotto dalle scintille, giacché é analogo a quello che presentano i dischi di vetro, non verniciati, di una macchina ad influenza, i quali finiscono coll'acquistare una certa conducibilitá superficiale, a togliere la quale giova il lavarli con acqua distillata (come insegnó il Marangoni), o anche con alcool assoluto.

6. **Preparazione dei risonatori.** — Le lastre argentate, da me adoperate, furono sempre o specchi del commercio, o lastre di vetro sottile argentate espressamente. Gli specchi sono però preferibili, eccettuato il caso dei piú piccoli risonatori (corrispondenti a circa due centimetri e mezzo di lunghezza d'onda).

Preso uno specchio *ABCD* (fig. 7), si comincia col mettere a nudo il vetro per mezzo d'uno scalpello da legnaiuolo guidato da una riga, in guisa tale che resti intatta solo la porzione rettangolare *EFHG*, la cui larghezza $EG = FH$ deve essere uguale alla lunghezza che devono avere i risonatori. Ció fatto, se si adopera uno specchio del commercio, occorre togliere la vernice rossa o bruna che ricopre l'argento, se non in

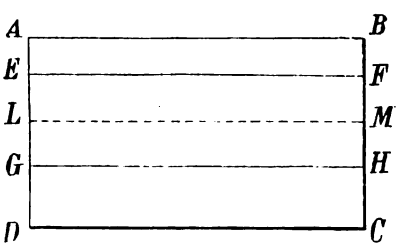

Fig. 7

Digitized by Google

tutto, almeno presso la retta *LM* parallela ad *EF* e *GH* ed equidistante da queste due rette. A seconda della composizione della vernice si raggiunge lo scopo lavando la lastra con etere solforico alla temperatura ordinaria, oppure con alcool assoluto o essenza di trementina bollenti, e si aiuta il distacco della vernice, ove occorra, fregando leggermente con un poco di cotone.

Si passa allora alla delicata operazione di dividere la superficie argentata *EFHG* in due metá eguali, levando l'argento lungo la retta *LM*. Per ottenere questo risultato basta far scorrere la lastra nel proprio piano, mentre una punta acuta si appoggia sull'argento.

Una punta d'acciaio acutissima puó bastare pei risonatori grandi, tali cioé da rispondere ad onde elettro-magnetiche di 20 c. e piú di lunghezza, qualora non si abbia interesse a conferir loro la massima sensibilitá. Ma quando si vogliono costruire risonatori sensibilissimi, e specialmente rispondenti ad onde assai piú corte, bisogna ricorrere al diâmante, e precisamente ad uno di quei piccoli diamanti montati all'estremitá d'un cilindretto di ferro, che servono per incidere a macchina. Con uno di tali diamanti si riesce facilmente a togliere completamente l'argento per una larghezza non maggiore di un cinquecentesimo di millimetro, e ció in modo perfettamente regolare ed uniforme, tanto che il taglio fatto cosí nell'argento si mostra al microscopio con larghezza uniforme ed orli perfettamente rettilinei. La miglior punta o lama d'acciaio dá invece un taglio, che, osservato al microscopio, presentasi come una lacerazione larga ed irregolare dello strato d'argento.

Un piccolo apparecchio, rappresentato dalla fig. 8, é assai comodo per fare il taglio nell'argento, e in pari tempo serve per eseguire l'operazione finale, che consiste nel tagliare la lastra in tante listerelle parallele ai lati *AD* e *BC* (fig. 7), ciascuna delle quali costituisce poi un risonatore finito.

Digitized by Google

Sopra una base rettangolare di legno duro *AB*, lunga 31 c. e larga 23 c. puó scorrere, fra due guide longitudinali a coda di rondine, una tavoletta *CD* (lunga e

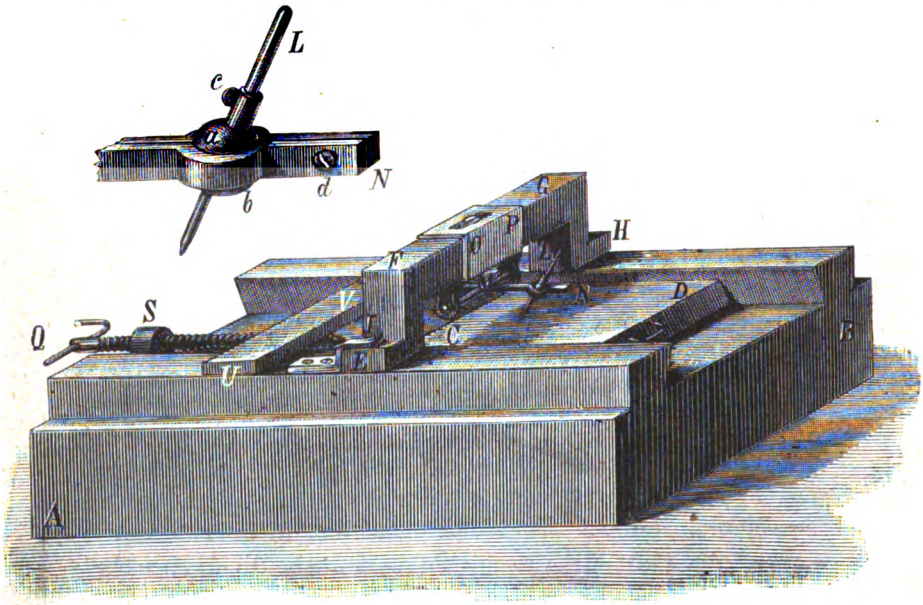

Fig. 8

larga 13 c.). Su questa viene collocata la lastra della fig. 7, stringendola fra due sottili righe metalliche fissate con viti, e disponendola in modo che la linea *LM* sia parallela alle guide. Circa a metá lunghezza di queste trovasi un cavalletto di legno *EFGH*, il cui piede *H* é attraversato da un pernio fissato nella base dell' apparecchio, mentre il piede *E* entra in una squadra metallica *I* che lo trattiene in posto. Il cavalletto resta in tal modo ben fisso nella posizione indicata dalla figura; ma é possibile l' allontanarlo di lá, facendolo girare di 180° intorno al pernio, ció che é richiesto quando l' apparecchio deve adoperarsi per tagliare la lastra in tante listerelle.

Il diamante da incidere *L* é fissato ad una delle estremitá *N* d' una leva d' ottone *MN* mobile intorno ad un

Digitized by Google

asse orizzontale ad essa perpendicolare, sostenuto da una staffa d'ottone *OP* che circonda la parte mediana del cavalletto. Questa staffa puó scorrere sul suo sostegno e fissarsi con una vite ove si desidera, ció che permette di far sí che la traccia, che il diamante lascierá sull'argento, allorché si fará scorrere fra le guide la tavoletta *CD*, riesca precisamente nel luogo voluto.

A sinistra e in alto vedesi nella fig. 8 rappresentato, press'a poco in grandezza naturale, il diamante *L* e l'estremitá della leva *MN* alla quale é fissato. Esso passa entro una pallina d'ottone *ab*, e vi é saldamente fissato per mezzo d'una vite a pressione *c*. La pallina é alla sua volta introdotta in due cavitá, aventi forma di calotta sferica, praticate nelle faccie interne di due lamine, che costituiscono una specie di pinzetta all'estremitá della leva. Una vite *d* stringe la pinzetta sulla pallina, e rende in tal modo ben fisso il diamante.

Questa disposizione ha uno scopo di grande importanza pratica, giacché permette di dare all'asticella di ferro del diamante, almeno fra larghi limiti, qualunque orientazione. Infatti, é assai raro il caso che, montato il diamante, esso dia senz'altro una traccia perfetta nell'argento. Ora, se non si ha tanta fortuna, é necessario girarlo su sé stesso a tentativi e variare la sua inclinazione, sinché non si giunga ad ottenere l'effetto desiderato, fondando il proprio giudizio sull'esame del segno al microscopio. E inoltre necessario variare a tentativi la pressione che il diamante esercita sulla lastra argentata, spostando a questo scopo un piccolo contropeso, che una vite fissa verso l'estremitá della leva *MN*.

Una volta che si é giunti a trovare una buona posizione pel diamante, si puó adoperarlo, senza piú spostarlo, per un gran numero di lastre argentate. L'operazione si eseguisce nel modo seguente. Si spinge la tavoletta *CD* verso l'estremitá *A* della base, tenendo sollevato il diamante, poi, lasciandolo riposare sulla lastra, si tira a sé la tavoletta con moto lento ed uniforme.

Digitized by Google

Infine, per tagliare dalla lastra le listerelle, si allontana il cavalletto *EFGH*, facendolo girare, come si é detto, intorno al pernio, e si rende solidale la tavoletta con una vite metallica *Q*, lunga circa 12 c., col passo di 2 mm., la cui madrevite *S* é fissata all'estremitá della base dell'apparecchio. A questo scopo la vite *Q* finisce in una porzione cilindrica avente in giro un solco profondo, nel quale si fa penetrare una lamina d'ottone munita all'uopo d'una incavatura semicircolare, fissata per una delle sue estremitá alla tavoletta *CD* mediante una vite. Girando la vite *Q* si obbliga la tavoletta *CD* a spostarsi fra le sue guide.

Siccome, come si dirá piú avanti, i risonatori sogliono avere generalmente una larghezza di uno, oppure di due, oppure di sei millimetri, cosí si gira la vite di mezzo giro per volta, oppure di un giro intero, oppure di tre giri, e dopo ognuna di queste rotazioni si fa scorrere un diamante da taglio lungo una riga di legno *UV*, perpendicolare alle guide, sotto cui passa la lastra di vetro a piccolissima distanza. Questa resterá cosí divisa in tante listerelle, ciascuna delle quali costituirá un risonatore pronto per essere adoperato. La parte di vetro privata dell'argento, servirá come manico, allorché il risonatore debba tenersi a mano.

Coll'apparecchio della fig. 8 si costruisce in poco tempo e senza difficoltá un numero grandissimo di risonatori.

É utile si sappia, da chi volesse costruire tali risonatori, che vi sono in commercio certe qualitá di specchi, il cui strato d'argento non si presta bene all'azione regolare del diamante, che deve tracciarvi la strettissima interruzione. In generale gli specchi coperti di vernice rossa servono benissimo, e cosí pure certe qualitá di quelli verniciati in bruno.

La grossezza dello specchio deve essere la minima possibile, specialmente se i risonatori devono avere la larghezza di 2 millimetri. Per quelli larghi solo un milli-

Digitized by Google

metro non si trovano che raramente specchi abbastanza sottili, perché sia possibile tagliarli in listerelle cosí strette, e perció bisogna invece procurarsi dei vetri sottilissimi ed argentarli espressamente.

7. **Dimensioni degli oscillatori e dei risonatori.** — Al principio delle mie ricerche lo scopo unico che avevo in vista era quello di ottenere onde assai brevi. Perció cominciai col preparare oscillatori di piú in piú piccoli e per ognuno di essi cercai a tentativi quali dimensioni dovevo dare ai relativi risonatori, onde mostrassero la loro scintilla stando il piú lontano possibile dall'oscillatore. I detti tentativi erano condotti in questo modo. Da un'unica lastra di vetro argentata di gran dimensione, preparata col segno di diamante come ho spiegato nel precedente paragrafo, tagliavo tanti risonatori che separavo in molti gruppi di lunghezze e spesso anche di larghezze diverse. Presentavo ad uno ad uno quei risonatori all'oscillatore in azione partendo da assai lontano, e notavo la posizione nella quale cominciava a scintillare. Potevo vedere cosí quali erano quelli che si mostravano piú sensibili.

Per poter riconoscere differenze abbastanza grandi fra i vari risonatori, occorreva che per dimensioni differissero assai gli uni dagli altri, e perció avessero periodi proprii d'oscillazione assai differenti. E noto infatti che un medesimo oscillatore puó eccitare risonatori di lunghezze d'onde assai differenti, ció che in oggi generalmente viene attribuito alla rapida diminuzione d'intensitá, ossia al rapido smorzamento delle oscillazioni nell'oscillatore. Ne consegue che, una volta costruito un oscillatore, si ha molta latitudine nella scelta dei risonatori corrispondenti.

In seguito peró sono stato indotto ad invertire la mia linea di condotta, e cioé a cercare quali dimensioni piú opportune dovevo dare all'oscillatore, onde un dato

Digitized by Google

risonatore mostrasse le scintille piú vive o si illuminasse alla maggior distanza.

Potrebbesi credere forse che questo modo d'operare conducesse a risultati simili a quelli dati dal primo metodo, ma cosí non é.

Supponiamo infatti che con un oscillatore formato con sfere di 1,56 c. di diametro si sia trovato, che fra risonatori di dimensioni svariatissime rispondono meglio quelli corrispondenti a $\lambda = 10,6$ centimetri. Se allora si espongono questi risonatori all'azione di oscillatori formati con palline piú grosse, per esempio di 3 o 4 c. di diametro, essi si mostrano assai piú sensibili che di fronte all'oscillatore primitivo. Naturalmente un risonatore corrispondente ad un maggior valore di λ, per esempio $\lambda = 20$ c., sarebbe anche piú sensibile all'oscillatore piú grosso.

Si vede dunque che si ha vantaggio a far uso per un dato risonatore di un oscillatore piú grande di quello, pel quale il risonatore stesso possiede le piú adatte dimensioni, ció che certamente proviene dalla maggior quantitá d'elettricitá messa in moto nelle scariche oscillanti dell'oscillatore piú grande.

Sono stato cosí indotto ad aumentare alquanto le dimensioni degli oscillatori, ed ho finito coll'adottare per i miei apparecchi le dimensioni seguenti, espresse in centimetri:

Denominazione degli apparecchi	Oscillatori	Risonatori		
	Diametro delle sfere	Lunghezza	Larghezza	Lunghezza d'onda
I	0,8	0,9	0,1	2,6
II	3,75	3,6	0,2	10,6
III	8	10	0,2	20
		3,6	0,6	11,8
		10	0,6	21,4

Gli apparecchi designati con I, II e III, sono quelli che ho quasi esclusivamente adoperati.

Digitized by Google

Naturalmente non conviene eccedere troppo nelle dimensioni dell'oscillatore. Per esempio, i risonatori piccolissimi ($\lambda = 2,6$) si eccitano assai meno coll'oscillatore formato con sfere di 3,75 che non coll'oscillatore costituito da palline di 0,8 di diametro.

Gli apparecchi piú grandi (apparecchi III), pei quali la lunghezza d'onda λ è di 20 c., sono opportuni per mostrare le esperienze fondamentali a piú persone, giacché le scintillette del risonatore sono visibili anche a notevole distanza, specialmente se si sopprime, per mezzo di lastre d'ebanite, la luce che emana dalle scintille dell'oscillatore [1]. Essi possono pure adoperarsi per alcune delle esperienze che saranno descritte in questo libro, per esempio quelle del seguente capitolo e quelle sulla diffrazione. Si puó poi benissimo far uso dei risonatori III e dell'oscillatore II, giacché cosí facendo si scema assai di poço l'entitá degli effetti osservati.

Ma per la maggior parte delle esperienze sull'Ottica delle radiazioni elettro-magnetiche, gli apparecchi II sono i piú opportuni.

Infine, gli apparecchi I non sono da consigliarsi che in casi specialissimi, nei quali sia indispensabile adoperare onde brevissime. Non ebbi finora bisogno di costruire apparecchi anche piú piccoli degli apparecchi I; ma ciò è stato fatto dal signor Lebedew [2], il quale ne ha costruiti alcuni per lunghezze d'onda di 0,6 c. Per rendere palesi le oscillazioni del risonatore, questo fisico ha adoperato una coppia termo-elettrica.

---

(1) Perché le scintille di un risonatore si veggano meglio da lontano, si puó tracciare col diamante trasversalmente al medesimo, non una sola interruzione dello strato d'argento, ma un gran numero di interruzioni. Si producono allora le scintille in tutte le interruzioni, ma la sensibilitá del risonatore rimane assai diminuita.

(2) *Wied. Ann.* 1895, b. LVI, p. 1.

Digitized by Google

Neppure ebbi occasione di costruire apparecchi piú grandi dei III; é peró certo che con grandi apparecchi, e specialmente ricorrendo, per rendere manifeste le onde, agli indicatori a polvere metallica, si riescirebbe a mettere in evidenza gli effetti prodotti sino a distanze considerevolissime dell'oscillatore.

Come si vede dalla precedente tabella, la lunghezza di un risonatore non supera mai la metá della corrispondente lunghezza d'onda, ed anzi raggiunge questo valore soltanto quando la sua larghezza sia relativamente assai piccola.

Tenendo costante la lunghezza ed aumentando la larghezza di un risonatore, se ne aumenta la lunghezza d'onda. Come si desume dalla precedente tabella, un risonatore lungo, come il III, 10 c. e largo 0,6 c. invece di 0,2 c., ha 21,4 c. per lunghezza d'onda, anziché 20 c., ed uno lungo 3,6 c. e largo 0,6 c. ha per lunghezza d'onda 11,8 c., mentre se é largo solo 0,2 c. ha per lunghezza d'onda 10,6 c. Si verifica dunque pei risonatori un fatto analogo a quello ben noto relativo ai tubi sonori, la cui lunghezza é eguale alla metà della lunghezza d'onda del loro suono fondamentale, solo se sono assai lunghi e sottili, mentre la loro lunghezza deve essere tanto minore, quanto maggiore é la loro sezione trasversale, onde diano una determinata lunghezza d'onda.

8. **Montatura dei risonatori.** — Nel maggior numero dei casi é vantaggioso munire il risonatore di uno specchio cilindrico parabolico. Tale disposizione vedesi in *L* (fig. 3), come pure nella fig. 9, che rappresenta una sezione dell'apparato, fatta perpendicolarmente al risonatore. Questo é fissato in *A* per mezzo di due elastici contro ad una riga d'ebanite lunga quanto lo specchio e di cui *BC* é la sezione. Questa riga si puó facilmente fissare al suo posto o togliersi onde cambiare, quando occorre, il risonatore. In corrispondenza al suo mezzo, e quindi anche

Digitized by Google

al punto di mezzo del risonatore, si adatta ad essa un cilindretto cavo di ebanite *DE*, che giunge sino alla superficie dello specchio *SS* e viene a costituire, insieme al tubo d'ottone *FG* che sostiene lo specchio, una specie di camera buia, entro la quale si osservano le scintille del risonatore per mezzo d'una lente convergente *H*, attraverso un piccolo foro *I* appositamente praticato nello specchio. Il tubo poi é girevole nel sostegno *LM*, ed é munito d'un indice *N* che si muove sulla graduazione d'un disco d'ottone *OP*, allorché s'inclina comunque il risonatore insieme al suo specchio.

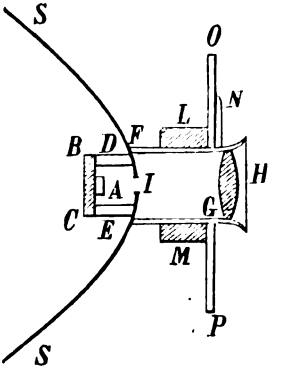

Fig. 9

Nella fig. 3 vedesi il riflettore *L* del risonatore, ed il cerchio graduato *K*, indicato con *OP* nella fig. 9. Il riflettore *L* della fig. 3, che é quello che serve per $\lambda = 10{,}6$, é alto 21 c. con 25 c. di larghezza fra i suoi orli rettilinei, mentre la sua distanza focale é circa 2,65 c. (un quarto di onda).

Per i risonatori III ($\lambda = 20$ c.) si puó adoperare la stessa montatura delle fig. 3 e 9 e lo stesso specchio destinati ai risonatori II; ma vi é qualche utilitá ad impiegare uno specchio piú grande, la cui distanza focale sia di 5 centimetri.

Per esperienze da lezione, per le quali devonsi adoperare i risonatori III, si puó sostituire alla lamina di rame, che forma lo specchio, una serie di fili di rame paralleli, occupanti il posto di altrettante generatrici dello specchio [1]. E cosí possibile vedere le scintille del risonatore da qualunque direzione. Il sistema di fili (grossi

[1] Riflettori di tal genere furono descritti anche da Zehnder, nei *Wied. Ann.* 1894, n. 5, p. 34.

Digitized by Google

0,6 mm., lunghi 28 c.) da me adoperato forma un cilindro parabolico di 30 c. di apertura e di 5 c. di distanza focale. La distanza fra due fili consecutivi é di circa un centimetro.

Per gli apparecchi piccolissimi I lo specchio é alto 6 c., largo 4,5 c., ed ha 1,95 c. di distanza focale. Lo specchio del relativo oscillatore é di poco piú grande.

9. **Uso del risonatore per eseguire misure.** — Per mezzo del cerchio graduato *OP* (fig. 9) annesso al risonatore, questo apparecchio si adopera press'a poco come un analizzatore ottico. A seconda della natura della ricerca si possono ottenere da esso le indicazioni seguenti.

a) *Determinazione dell' azimut delle oscillazioni che giungono al risonatore.* — Se, per la natura della ricerca che si sta facendo, l'orientazione delle oscillazioni che giungono al risonatore é incognita, ed occorre determinarla, non si ha a far altro che girare il risonatore intorno al proprio asse orizzontale, sinché le scintille che in esso si osservano acquistino il massimo splendore e la massima frequenza. Sará meglio peró allontanare angolarmente nei due sensi il risonatore dalla orientazione nella quale le scintille sono massime, sinché si spengano o stiano per spegnersi, ed assumere come orientazione cercata quella che é in mezzo alle due cosí determinate. Od ancora, spostare angolarmente nei due sensi il risonatore verso l'orientazione ove per quanto sensibile non dá scintille (che é ad angolo retto colla orientazione cercata), sinché queste spariscano. La orientazione perpendicolare a quella che sta in mezzo alle due cosí determinate, sará quella che si cerca.

b) *Misura dell' intensitá della radiazione.* — Se é noto l'azimut delle oscillazioni che giungono al risonatore, si potrá con questo misurarne approssimativamente la relativa ampiezza in varie circostanze e quindi la intensitá relativa. Il bisogno di questa misura si pre-

Digitized by Google

senta, per esempio, nello studio della diminuzione d'intensitá che si ottiene ponendo certi corpi sul cammino delle radiazioni. Se le vibrazioni sono verticali, si inclinerá il risonatore a partire dalla verticale, facendo girare il tubo *FG* (fig. 9), finché le scintille si spengano, od almeno si riducano piccolissime e rare. Si ripeterá l'operazione dopo aver posto il corpo che si studia sul cammino delle radiazioni, e cioé si fará girare ancora, a partire dalla verticale, il risonatore, sinché le scintille si spengano, o si riducano deboli e rare in egual grado che la prima volta. Il rapporto inverso dei coseni dei due angoli cosí determinati sará eguale al rapporto delle *ampiezze* delle oscillazioni che nei due casi giungono al risonatore.

c) *Determinazione della direzione d' un raggio di forza elettrica.* — Nelle esperienze sulla deviazione operata da un prisma occorre determinare la direzione delle radiazioni emergenti, come si vedrá piú oltre. Si fa girare allora il risonatore insieme ad un braccio mobile che lo regge, finché le scintille divengano massime. Onde non sciupare troppo presto il risonatore, lo si potrá disporre, non giá parallelo alla direzione delle vibrazioni emergenti, ma piú o meno inclinato, onde, agendo su di esso soltanto una componente della vibrazione, esso non dia che deboli scintille solo nella posizione del massimo, cioé nella posizione cercata.

d) *Uso del risonatore nel caso in cui le vibrazioni siano elittiche o circolari.* — Diró piú oltre come sia giunto a produrre per la prima volta oscillazioni di tal specie. Se si hanno vibrazioni circolari, si riconoscerá che sono tali dal fatto che le scintille nel risonatore conservano uno splendore invariato, comunque si faccia girare il risonatore stesso intorno al proprio asse di rotazione. Se il risonatore dá scintille in tutti gli azimut, ma queste sono d'intensitá variabile, presentando un massimo per un certo azimut ed un minimo per un secondo azimut perpendicolare al primo, ció indicherá che le vibrazioni

Digitized by Google

sono elittiche. I due azimut determinati in tal modo saranno quelli degli assi della vibrazione elittica.

E chiaro che se l'elisse é assai allungata ed il risonatore non abbastanza sensibile, non si vedrá scintilla né nell'orientazione dell'asse minore, né nelle sue vicinanze, ed allora resterá dubbioso se la vibrazione sia elittica o rettilinea. Peró, siccome la diminuzione nelle scintille, che si ottiene girando il risonatore a partire dall'azimut corrispondente al massimo, é piú lenta nel caso di una vibrazione elittica che in quello di una rettilinea, cosí, una volta che si sia acquistata una certa pratica, si potrá qualche volta riescire a comprendere con qual forma di vibrazione si ha a che fare.

Se invece l'elisse é poco differente da una circonferenza, la variazione delle scintille, prodotta colla rotazione del risonatore intorno al proprio asse, é assai poco sensibile, e puó facilmente passare inosservata. In questo caso é bene attenuare in un modo qualunque, per esempio allontanando assai il risonatore, l'azione che questo subisce, ed allora osservare se si arriva ad ottenere la cessazione delle scintille per una certa orientazione. Qualora ció accada, quell'orientazione indicherá la direzione dell'asse minore dell'elisse.

In questi vari casi si incontra a prima giunta una certa difficoltá pratica, in quanto che le scintillette del risonatore non solo diminuiscono di splendore, allorché si rende minore l'intensitá della forza elettrica alternativa che agisce su di esso, ma sopratutto diminuiscono in frequenza. Questo modo di comportarsi si deve certamente alla circostanza, che le scintille, le quali rapidamente si succedono nell'oscillatore, danno origine ad onde d'ineguale intensitá. Perció, allorché si sposta il risonatore in modo da sottrarlo all'azione dell'oscillatore, esso finisce col rispondere soltanto alle piú potenti scintille.

Ma si supera la difficoltá operando nel modo seguente. Allorché le scintille del risonatore sono giá divenute assai

Digitized by Google

rare, si tiene conto del tempo che trascorre fra l'una e l'altra, prestando attenzione alle battute di un metronomo o di un orologio a pendolo posto in vicinanza, e si seguita a spostare il risonatore, nel senso in cui le scintille si rendono sempre piú rare, finché trascorra un tempo abbastanza lungo, per esempio un minuto primo, senza che se ne vegga alcuna. Ripetuta la determinazione con spostamento inverso del risonatore, si assume la media fra le due posizioni cosí determinate, come quella che corrisponde ad azione nulla.

Se si ripete piú volte una misura di questo genere, si trovano risultati che assai poco differiscono fra loro. Per esempio, nel caso di misure angolari, le differenze raramente superano 1° e ció piú particolarmente nel caso in cui il genere di ricerca permetta di adoperare un risonatore giá in uso da molto tempo, la cui sensibilitá é piuttosto piccola, ma pochissimo variabile col tempo.

10. **Risonatore senza specchio parabolico, oppure con specchio assai ridotto.** — Per alcune ricerche, come ad esempio per una parte di quelle relative all'interferenza ed alla diffrazione, non si puó adoperare un risonatore munito di specchio parabolico. É peró comodo anche in tal caso che il risonatore sia girevole intorno ad un asse parallelo al cammino delle radiazioni. L'apparecchio resterá quale lo mostra la fig. 9, meno il riflettore parabolico *SS*.

Peró, a paritá di altre condizioni, le scintille nel risonatore saranno allora assai indebolite, come é naturale.

Ma si possono invigorire alquanto ponendo al posto del riflettore *SS* una semplice striscia di rame, parallela al risonatore, larga per esempio 1 c. (per gli apparecchi di $\lambda = 10{,}6$) e lunga 15 o 20 c., e con un foro nel mezzo, onde non impedisca di vedere ancora la scintilla attraverso la lente *H*. La distanza fra la striscia di rame ed il risonatore sará eguale a circa il quarto della lunghezza d'onda.

Digitized by Google

La striscia di rame, quantunque tanto stretta, produce il fenomeno della riflessione, ció che dá luogo ad un aumento nell'intensitá delle oscillazioni nel risonatore, data la posizione che esso occupa rispetto alla superficie riflettente. Ma interviene ancora il fenomeno delle *onde secondarie*, di cui si tratterà nel capitolo seguente, per aumentare l'azione sul risonatore.

Ad ogni modo la sensibilitá del risonatore resta ancora minore che quando é munito del grande specchio.

Per alcune esperienze ho adottato una disposizione in certo modo intermedia. Ho cioé munito il risonatore di una lastra cilindrica larga pochi centimetri (circa 6 c.) che ha press' a poco la forma della parte centrale del riflettore cilindrico *L* della fig. 9. Quand' anche non siano piane le onde che giungono su questo stretto specchio concavo, esso le concentra a sufficiente prossimitá del risonatore, perché questo dia scintille assai vive.

11. **Sensibilitá degli apparecchi descritti.** — Le scintille in un risonatore sono ancora distintamente visibili allorché la distanza, che intercede fra esso e l'oscillatore, é assai grande, relativamente alla lunghezza d'onda, per cui anche sotto questo rapporto i miei apparecchi godono di una incontestabile superioritá rispetto a quelli adoperati in precedenza.

Cosí, per esempio, con un risonatore III eccitato dallo oscillatore II, l'uno e l'altro muniti del rispettivo specchio parabolico e posti di fronte, veggonsi le scintillette nel luogo d'interruzione dell'argento, anche quando la distanza che separa i due apparecchi supera i 25 metri, e quindi equivale a piú di 125 volte la lunghezza d'onda relativa al risonatore adoperato. Lo stesso risonatore, eccitato coll'oscillatore III, mostra le scintille a distanze anche maggiori.

Adoperando il risonatore II coll'oscillatore II, vale a dire gli apparecchi che ho piú di frequente impiegati

Digitized by Google

nelle mie esperienze. si puó osservare un effetto distinto sino verso 20 metri di distanza, cioé sino ad una distanza di quasi 190 volte la lunghezza d'onda.

Infine, adoperando gli apparecchi I, si osservano le scintille sino a circa 80 c. di distanza, cioé 31 lunghezze d'onda. É probabile che, costruendo questi apparecchi con cura minuziosa, e particolarmente diminuendo la larghezza dei risonatori, si potrebbe osservare l'effetto a distanze alquanto maggiori; ma non ho avuto necessitá di perfezionarli in questo senso, giacché, quali sono, posseggono sensibilitá sufficiente.

Se non si dispone di un ambiente abbastanza vasto onde collocare gli apparecchi II oppure III alla massima distanza reciproca, si puó benissimo metterli in camere diverse, dirigendo il fascio delle radiazioni elettro-magnetiche attraverso le porte di comunicazione. Oppure, si puó ripiegare in due la via percorsa dalle radiazioni, facendole riflettere sopra una lastra metallica opportunamente orientata. Per esempio, la lastra riflettente puó essere presso la porta di comunicazione fra due camere, mentre i due apparecchi sono l'uno in una camera e l'altro nella camera attigua. Per poco che si varii l'orientazione della lastra, a partire da quella imposta dalle note leggi della riflessione, si fanno sparire le scintille dal risonatore.

Il fascio di raggi che parte dallo specchio dell'oscillatore é abbastanza bene definito. E diffatti se, quando i due apparecchi sono di fronte l'uno all'altro, si sposta lateralmente qualche poco uno di essi, subito veggonsi diminuire le scintillette nel risonatore e poi sparire affatto.

Cogli apparecchi I l'esperienza della riflessione si puó eseguire in iscala assai ridotta. Come specchio riflettore puó infatti essere adoperata una moneta da dieci centesimi, o qualunque lastrina metallica di simili dimensioni. Un prisma dielettrico, grande presso a poco come i prismi che si adoperano nelle esperienze di ottica, puó mostrare

Digitized by Google

la rifrazione delle onde elettro-magnetiche emesse dallo oscillatore I.

Come é naturale, l'effetto delle onde sul risonatore scema assai rapidamente al crescere della sua distanza dall'oscillatore, allorchè i due apparecchi sono privati dei loro specchi parabolici. Cosí, per esempio, i risonatori III, adoperati coll'oscillatore II o col III, cessano di scintillare allorché si allontanano fino a tre o quattro metri dall'oscillatore stesso. Ma, quantunque questa distanza sia assai minore di quella che si puó raggiungere, allorché gli apparecchi sono muniti dei loro specchi parabolici, l'esperienza non riesce meno sorprendente a chi la vede eseguire per la prima volta.

Digitized by Google

CAPITOLO II

Sulle onde emesse dai risonatori o da masse dielettriche.

---

12. **Onde generate da un risonatore in azione.** — Allorché dei corpi, conduttori o dielettrici, sono posti in prossimità del risonatore, e perció sono anch'essi investiti dalle onde emesse dall'oscillatore, essi producono il piú delle volte un effetto distinto, rendendo piú vivaci o piú deboli le scintille nel risonatore.

Lo studio di questo fenomeno deve precedere la descrizione di quelle esperienze, colle quali ho riprodotto, per mezzo delle onde elettro-magnetiche, i principali fenomeni ottici, giacché si potrebbe altrimenti incorrere in errori d'interpretazione.

Comincieró dal caso piú semplice, quello cioé in cui il corpo, che si fa agire sul risonatore, é un risonatore esso pure, e per amore di brevitá daró subito la spiegazione generale dei fenomeni, per poi applicarla ad ogni singola esperienza.

Questa spiegazione si presenta spontaneamente allorché si osservano con attenzione i fenomeni, ed é semplicissima. Bisogna ammettere soltanto che, quando un risonatore é eccitato dalle onde, si comporti esso stesso come un oscillatore, e generi delle onde, che chiameró *onde secon-*

Digitized by Google

darie, capaci di eccitare altri risonatori. Ma sará conveniente distinguere quelle esperienze nelle quali il risonatore, sul quale si osserva l'effetto delle onde secondarie, é sottratto all'azione diretta dell'oscillatore (§ 15 e 16), da quelle, che saranno considerate per prime (§ 13 e 14), nelle quali il risonatore, che si osserva, é esposto anche alle onde principali. Infatti, per determinare l'effetto risultante delle onde principali e delle secondarie bisogna conoscere qual sia la loro differenza di fase, allorché colpiscono il risonatore osservato, mentre ció evidentemente non é necessario, se le onde secondarie agiscono da sole.

Quella differenza di fase si compone di due parti, e cioé di una parte dovuta alla differenza fra i cammini percorsi dalle due onde allorché giungono ad incontrarsi, e di un'altra parte eguale a π, cioé corrispondente ad una differenza di cammino $\frac{\lambda}{2}$, inerente alle onde secondarie per la loro stessa natura. La ragione per cui devesi introdurre quest'ultima differenza di fase é ovvia, poiché le cariche elettriche di segno opposto, che ad un istante qualunque esistono nelle due metá del risonatore che genera le onde secondarie, producono in prossimitá di esso una forza elettrica di segno opposto a quella dell'onda principale.

A rigore bisognerebbe rappresentare le onde secondarie per mezzo di quelle stesse formole, colle quali Hertz é giunto a rappresentare l'effetto di un piccolo oscillatore rettilineo (V. § 1 della Nota *A*): ma per evitare la grande complicazione che ne risulterebbe, si potrá ammettere che le oscillazioni elettriche secondarie, come anche le principali, sieno pendolari, con che si spiegheranno tuttavia con sufficiente approssimazione tutte le esperienze, delle quali segue la descrizione.

13. **Azione di un risonatore sopra un altro di egual periodo.** — Per queste esperienze sono preferibili i riso-

Digitized by Google

natori III, giacché le loro scintille si vedono benissimo a distanza, anche senza rendere oscuro l'ambiente e senza guardarle con un oculare; ma si possono altresí adoperare i risonatori II purché si operi in una semi-oscuritá.

Naturalmente tutti i risonatori adoperati devono essere privi di riflettore, ed é inutile montarli come nella fig. 9, bastando fissarli a sottili sostegni di legno o tenerli colle mani.

In generale, quando due risonatori sono esposti insieme all'azione dell'oscillatore, le onde secondarie emesse dall'uno agiscono sull'altro; ma vi sono dei casi nei quali il fenomeno obbedisce a leggi assai semplici. Eccone alcuni.

a) *Risonatori paralleli all'oscillatore e posti sopra una stessa superficie d'onda.* — Sia O (fig. 10) l'oscillatore ed R, R' i due risonatori, collocati in uno stesso piano perpendicolare alla direzione delle radiazioni che partono dallo specchio dell'oscillatore, e paralleli all'oscillatore stesso (per esempio tanto l'oscillatore che i risonatori sono verticali). Se si osservano le scintille di uno dei risonatori, per es. R, mentre si fa variare la distanza RR' fra i due risonatori, si nota questo fenomeno, e cioé che le scintille in R sono di massimo splendore per certi valori di RR' e di splendore minimo per altri valori. Se la distanza RR' é assai piccola, il risonatore R resta oscuro, a meno che la sua sensibilitá non sia assai maggiore di quella di R'. Quando $RR' = \frac{\lambda}{2}$ le scintille in R hanno il massimo splendore. Aumentando ancora RR' le scintille scemano di nuovo, e si riducono

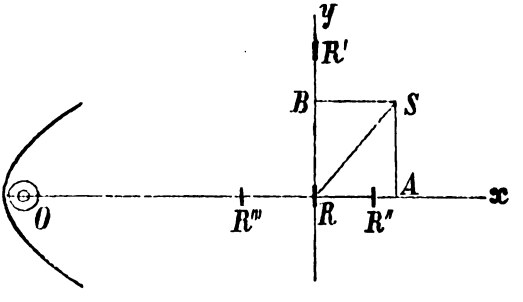

Fig. 10

Digitized by Google

ad un minimo per $RR' = \lambda$, poi crescono di nuovo, per raggiungere un massimo, assai meno marcato del precedente, allorché $RR' = \frac{3}{2}\lambda$.

Questi effetti si osservano regolarmente tanto sul risonatore R che sul risonatore R', se i due risonatori hanno uguale sensibilitá. Se uno dei risonatori é piú sensibile, le variazioni nelle scintille sono manifeste soltanto nell'altro risonatore, ma in tal caso si osservano piú facilmente che nel caso di sensibilitá eguali. Perció é bene fare l'esperienza con un risonatore nuovo, e perció sensibilissimo, ed uno adoperato giá per qualche tempo, e quindi dotato di sensibilitá minore. É su questo risonatore che si osserveranno gli effetti prodotti dal risonatore piú sensibile.

La spiegazione generale del § precedente rende conto facilmente dei fenomeni descritti. Al risonatore R arrivano tanto le onde emanate da O, quanto le onde secondarie che partono da R'. Queste ultime giungono in R con una differenza di fase, che si compone, della differenza di fase π, dovuta a ció che sono onde secondarie, e della differenza di fase prodotta dal tempo impiegato a percorrere la distanza RR'. Se $RR' = 0, \lambda, \ldots$ le onde secondarie arrivano in R con fase opposta a quella delle onde dirette, e perció interferiscono con queste; se invece $RR' = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda \ldots$ le onde secondarie hanno in R fase eguale a quella delle onde dirette, e ad esse si sommano.

b) *Risonatori paralleli all'oscillatore, e posti sopra un medesimo raggio.* — Supponiamo in secondo luogo che i due risonatori siano in R ed R'', sopra una stessa retta condotta nella direzione in cui si propaga la radiazione, e si osservi l'effetto prodotto sul risonatore R dal risonatore R'', il quale sará bene sia piú sensibile di R.

Anche in tal caso le scintille in R crescono quando si fa crescere la distanza RR'' a partire da un piccolo valore: ma esse raggiungono un massimo, non piú quando

Digitized by Google

la distanza fra i due risonatori é di mezza onda, ma quando $RR'' = \frac{\lambda}{4}$. Quando $RR'' = \frac{\lambda}{2}$ le scintille sono minime, e di nuovo massime per $RR'' = 3\frac{\lambda}{4}$. Insomma, in questo secondo caso i massimi e minimi si ottengono aumentando successivamente d'un quarto d'onda la distanza fra i due risonatori, mentre nel caso precedente si ottenevano con successivi aumenti di mezz'onda della distanza medesima.

La ragione di questa differenza sta in ció, che le onde secondarie emanate dal risonatore R'' giungono al risonatore R con un ritardo, rispetto alle onde che vi giungono direttamente dall'oscillatore, dovuto al tempo impiegato dalle onde principali per percorrere l'intervallo RR'', ed al tempo impiegato dalle onde secondarie a percorrere in senso inverso, cioé da R'' ad R, l'intervallo medesimo. Questo intervallo entra dunque due volte, e non una sola, nel computo del ritardo.

Se alla differenza di fase, dovuta a questo doppio tragitto, si aggiunge la differenza di fase π inerente alle onde secondarie, si rende conto adeguato del fenomeno descritto.

Tutto ció finché si considera l'azione del risonatore R'' sul risonatore R. Consideriamo l'azione opposta, e cioé quella del risonatore piú vicino all'oscillatore sul risonatore piú lontano, per esempio l'azione di R''' su R. In questo caso si osserva che le scintille in R scemano d'intensitá o anche spariscono affatto, qualunque sia la distanza $R'''R$, ció che si spiega subito riflettendo che fra le onde dirette che giungono in R e le onde secondarie, generate da R''' e che pure arrivano in R, esiste sempre solo la differenza di fase π. Anche per questa esperienza é bene che R sia meno sensibile di R'''.

c) *Risonatori paralleli all'oscillatore e posti comunque.* — Si puó trovare facilmente *a priori* quale sia il luogo in cui deve essere collocato un risonatore S, affinché

Digitized by Google

le onde secondarie da esso emanate, componendosi colle onde dirette, rendano massime o minime le oscillazioni in un risonatore R. Infatti, riferendo la posizione di S agli assi Rx, Ry, si avrà in R effetto massimo o minimo, secondo che $BS + SR$ sarà eguale ad un numero dispari o pari di volte $\frac{\lambda}{2}$. Si ha dunque, indicando con k un numero intero:

$$x + \sqrt{x^2 + y^2} = k \frac{\lambda}{2},$$

equazione di tante parabole col fuoco in R, che tagliano Ry in punti che distano $k \frac{\lambda}{2}$ da R, e che hanno il vertice su Rx a distanza $k \frac{\lambda}{4}$ da R. Per quelle parabole che corrispondono a $k = 1, 3, 5 \ldots$ l'effetto di un risonatore che sia posto su di esse é quello di aumentare le scintille in R; per quelle invece che corrispondono a $k = 2, 4, 6 \ldots$ l'effetto in R é una diminuzione di scintille.

Analogamente, se si cerca il luogo dei punti nei quali deve essere collocato un risonatore S affinché le onde secondarie emanate dal risonatore R, componendosi colle onde dirette, rendano massime o minime le scintille in S, si ha l'equazione $RS - BS = k \frac{\lambda}{2}$, ossia:

$$\sqrt{x^2 + y^2} - x = k \frac{\lambda}{2},$$

la quale rappresenta tante parabole, simmetriche, rispetto alla retta Ry, a quelle trovate nel problema precedente. Secondo che k sarà un intero dispari o pari, la corrispondente parabola determinerá i luoghi di massime o di minime scintille.

Nella fig. 11 sono tracciate in parte le parabole dei due gruppi. Le $P_1 P_3 P_5 \ldots$ (disegnate a tratto pieno) indicano i luoghi dai quali un risonatore, colle proprie onde

Digitized by Google

secondarie, rinforza le oscillazioni di R, P_2, P_4... (disegnate a tratto interrotto), indicano quelli dai quali un risonatore tende a spegnere le oscillazioni di R. Cosí

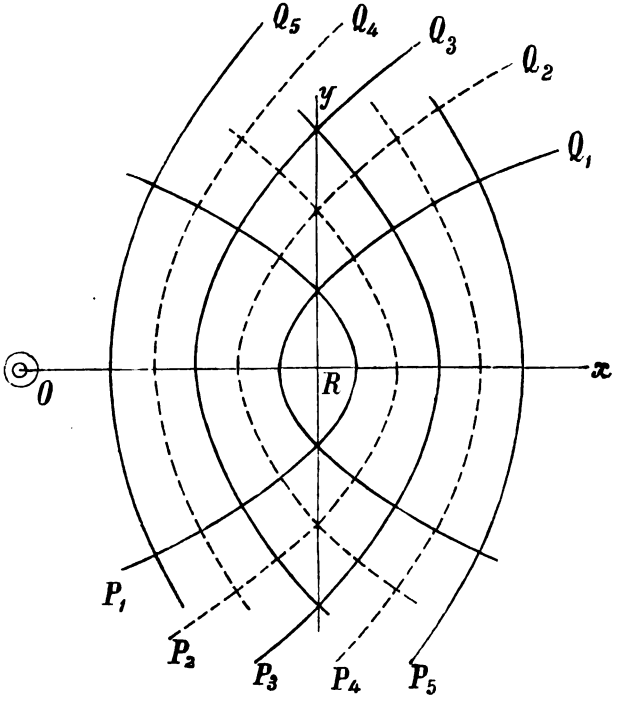

Fig. 11

le Q_1, Q_3, Q_5... (a tratto pieno) e le Q_2, Q_4... (a tratto interrotto) sono i luoghi dei punti, stando nei quali un risonatore ha le sue oscillazioni rispettivamente rinforzate o indebolite dalle onde secondarie di R.

Si vede cosí a colpo d'occhio nella figura quali sono le posizioni da dare ad un risonatore S perché si comporti in un dato modo rispetto al risonatore R. Se per esempio S é nel punto d'incontro fra due linee a tratto pieno, S ed R si rinforzeranno a vicenda, e se invece é nel punto d'incontro fra due curve a tratto interrotto, R ed S tenderanno a scemare reciprocamente le loro scintille.

Digitized by Google

Se immaginiamo tanti risonatori posti lungo una delle parabole P_1, P_3..., per esempio P_1, l'effetto di tutti su R sará concordante. Essi verranno a costituire cosí una specie di specchio parabolico interrotto, il cui effetto in R sará simile a quello di uno specchio continuo di egual forma. È probabile che l'effetto in R dipenda dal numero dei risonatori distribuiti su P_1, giacché se da una parte l'azione in R delle onde secondarie deve crescere col numero dei risonatori che le generano, al crescere di questo numero i risonatori stessi si troveranno di piú in piú vicini fra loro, ed in causa della loro influenza reciproca le loro oscillazioni tenderanno ad indebolirsi. Vi sará dunque probabilmente una certa distanza fra i vari risonatori distribuiti sopra P_1 per la quale l'effetto in R é massimo. Questo effetto massimo potrebbe forse superare quello prodotto da un riflettore parabolico continuo.

In tutte le esperienze del presente paragrafo si puó sostituire al risonatore che genera le onde secondarie, l'effetto delle quali si osserva nell'altro risonatore, un semplice filo metallico, lungo press'a poco come il risonatore al quale é sostituito. Nel filo si producono oscillazioni di risonanza che generano onde secondarie, giacché esso si comporta precisamente come uno dei soliti risonatori, salvo che mancano in esso le scintille.

Vedremo fra poco che il risonatore che genera le onde secondarie puó essere piú lungo (e quindi corrispondere ad una lunghezza d'onda maggiore) del risonatore sul quale si osservano gli effetti delle onde stesse. Ne consegue, che i risonatori distribuiti lungo la parabola P_1 possono essere semplici fili, aste, o striscie metalliche, ed essere piú lunghi di quello che si trova in R. Si rende conto cosí dell'effetto che danno i riflettori parabolici in forma di gabbia, come quello descritto alla fine del § 8.

Si possono istituire varie altre esperienze, atte a manifestare l'azione delle onde secondarie; ma siccome é

Digitized by Google

facilissimo immaginarle in base alla spiegazione data, cosí giudico superfluo descriverle.

14. **Azione fra risonatori di periodi differenti.** — Nelle esperienze descritte nel § precedente i risultati non mutano molto se i due risonatori sono di lunghezze differenti, e corrispondono a diverse lunghezze d'onda.

Supponiamo che il risonatore R, sul quale si osservano gli effetti delle onde secondarie, sia piú corto del risonatore o conduttore rettilineo, che produce le dette onde. Le esperienze daranno gli stessi risultati avuti con risonatori sensibilmente eguali fra loro, salvo che gli effetti saranno un poco meno marcati, specialmente se le lunghezze dei due risonatori saranno molto differenti.

Se al contrario si fa agire sul risonatore R un risonatore piú corto, l'effetto di questo é assai debole, e sparisce affatto quando la differenza di lunghezza fra i due risonatori non sia piccola.

Per queste esperienze ho trovato conveniente adoperare l'oscillatore II ed i risonatori II e III ($\lambda = 10{,}6$ c., e $\lambda = 20$ c.).

Nel caso dell'azione di un risonatore lungo su uno piú corto, é la lunghezza d'onda propria a quest'ultimo che regola le distanze producenti il massimo od il minimo di scintille. Cosí per esempio se R (fig. 10) é un risonatore pel quale $\lambda = 10{,}6$ c., ed R' uno pel quale $\lambda = 20$ c., sono massime le scintille in R quando $RR' = \frac{10{,}6}{2} = 5{,}3$ c. Similmente, se il risonatore piú lungo é in R'', le oscillazioni di R sono massime quando $RR'' = \frac{10{,}6}{4} = 2{,}65$ c., ecc.

Da quanto precede si ricava, che anche le oscillazioni di un risonatore sono capaci di eccitare altri risonatori di lunghezza d'onda differenti, ma segnatamente risonatori di lunghezza d'onda minore. Si ha dunque anche qui quel fenomeno della risonanza multipla, dimostrato già da De

Digitized by Google

la Rive e Sarasin per gli oscillatori, che si ritiene dovuto al rapido smorzamento delle oscillazioni (V. § 21).

É interessante l'esperienza nella quale i due risonatori sono sopra uno stesso raggio, come R'' ed R (fig. 10) e si osserva l'azione di R''' su R. Se R''' é eguale ad R, questo risonatore resta oscuro; ma se R''' non é eguale ad R allora si vedono le scintille. Queste sono debolissime se R''' é piú lungo di R, ma sono vivaci come se R''' non esistesse, se questo risonatore é piú corto assai dell'altro. Un risultato simile si ha se al risonatore R''' se ne aggiungono molti altri eguali, e posti lateralmente al medesimo.

15. **Azione delle onde secondarie sopra un risonatore sottratto all'azione diretta dell'oscillatore.** — In tutte le esperienze fin qui descritte le onde secondarie si compongono colle onde principali dell'oscillatore; ma si puó eliminare l'azione di queste ultime dando al risonatore, nel quale si esaminano le scintille, certe particolari orientazioni.

Perché un risonatore resti indifferente alle onde generate dall'oscillatore, basta che non gli sia troppo vicino e giaccia nel piano equatoriale di quello.

Si prendano, per maggiore chiarezza, tre assi coordinati ortogonali, aventi l'origine O (fig. 12) nel centro di simmetria dell'oscillatore, e tali che l'asse delle z coincida col suo asse di figura. Allora il piano equatoriale sarà il piano xy. Supponiamo inoltre che Ox sia la direzione su cui si trova il risonatore R.

Fra le infinite direzioni che esso può assumere nel piano xy, due meritano speciale menzione, e cioé quella parallela all'asse Oy (che é quella che nella figura ha il risonatore R), e quella secondo Ox. Chiameremo per brevitá *direzione trasversale* la prima, e *direzione longitudinale* la seconda, mentre la *direzione parallela* sará quella di un risonatore parallelo all'asse Oz.

Digitized by Google

Nelle esperienze dei due precedenti §§ il risonatore era dunque nella direzione parallela.

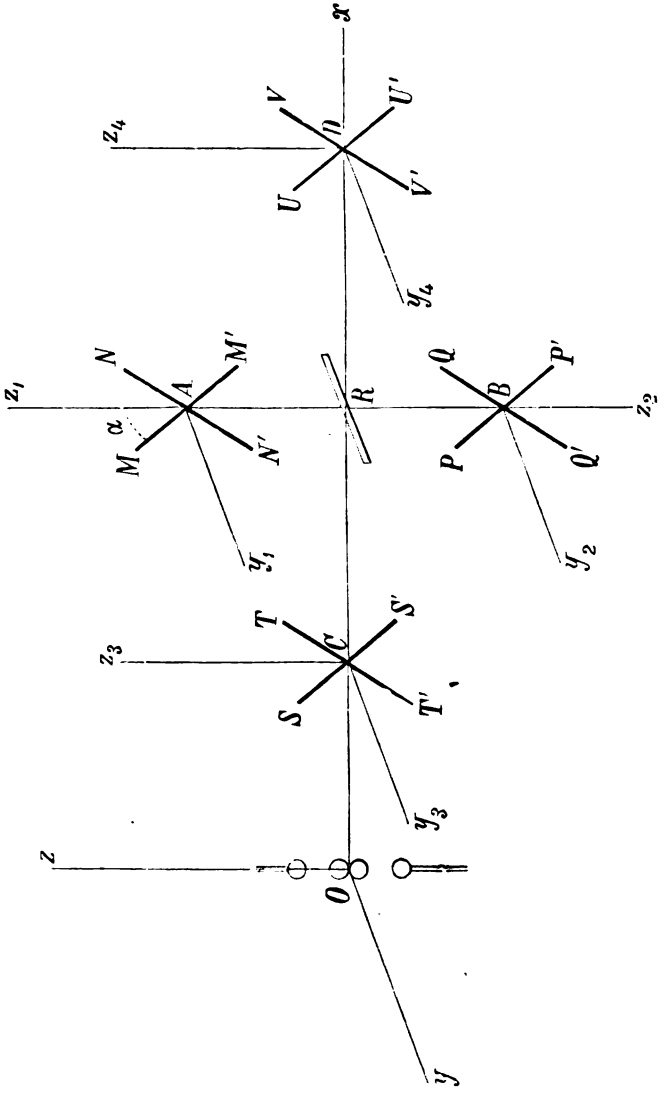

Fig. 12

Nelle esperienze di questo e del seguente § il risonatore principale R si suppone avere la direzione trasversale.

Digitized by Google

Fra le innumerevoli posizioni che puó occupare il risonatore, le cui onde secondarie devono agire sul risonatore R, considereró solo alcune delle principali, e descriveró i risultati prevedibili, che le relative esperienze, eseguite tanto coi risonatori II che coi risonatori III, confermarono pienamente.

a) Si collochi un risonatore col suo centro in un punto A o B (per esempio A) della verticale $z_1 z_2$ passante pel centro del risonatore R, e lo si disponga nel piano $y_1 A z_2$ perpendicolare ad Ox. Se il risonatore é verticale od orizzontale, non compaiono scintille in R; ma se é inclinato, come in MM', in modo da fare colla verticale Az_1 un angolo α, vedonsi subito in R delle scintille, tanto piú vivaci, quanto minore é la distanza RA.

Se si prende eguale ad uno l'ampiezza delle oscillazioni elettriche in A, il risonatore MM' é esposto alla azione di una oscillazione d'ampiezza $\cos\alpha$. L'oscillazione $k \cos\alpha$ che parte da MM' equivale alle due $k \cos^2\alpha$ diretta secondo Az_1, e $k \operatorname{sen}\alpha \cos\alpha$ diretta secondo Ay_1. È quest'ultima oscillazione, d'ampiezza $\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$, che eccita il risonatore R [1]. Si vede cosí che l'effetto massimo

[1] Si potrebbero adoperare le formole date nella Nota A per calcolare la forza elettrica che agisce in R, dovuta al risonatore MM'. Si consideri questo risonatore come un doppio-punto elettrico, cioè come un sistema di due cariche elettriche opposte a piccolissima distanza reciproca l, e si indichino con $E \operatorname{sen}(2\pi nt)$ e $-E \operatorname{sen}(2\pi nt)$ le cariche che si formano, per effetto delle onde emanate dall'oscillatore, sulle due metá del risonatore MM', allorché é parallelo all'oscillatore stesso. Quando é invece inclinato dell'angolo α, quelle cariche diverranno $\pm E \cos\alpha \operatorname{sen}(2\pi nt)$. Si trova colle dette formole, per la componente, presa secondo la direzione del risonatore R, della forza elettrica in R, l'espressione: $\frac{Elm^2}{2r} \left(\operatorname{sen}\theta - \frac{3}{mr} \cos\theta - \frac{3}{m^2 r^2} \operatorname{sen}\theta\right) \operatorname{sen} 2\alpha$, essendo $m = 2\pi nA$ (A = all'inversa della velocità di propagazione delle onde), $\theta = 2\pi n (t - Ar)$, ed r la distanza RA.

Digitized by Google

in R si avrà per $\alpha = 45^\circ$. Lo stesso accade nella esperienza seguente.

b) Si collochi il risonatore, destinato a generare le onde secondarie, col suo centro in un punto C o D della retta Ox, ed in un piano y_3Cz_3 o y_4Dz_4 perpendicolare ad Ox. Anche qui il risonatore non produce effetto su R, se é verticale od orizzontale, ma se é inclinato, per esempio a 45°, colla verticale, e cioé occupa una delle posizioni SS', TT', UU', VV', fa nascere delle scintille in R, dovute all'azione delle onde secondarie da esso emesse.

In queste esperienze il risonatore mobile può essere un semplice filo di rame, di lunghezza press'a poco eguale a quella di R, oppure piú lungo. Se la sua lunghezza d'onda é maggiore di quella del risonatore fisso R, questo si eccita per risonanza multipla.

Per esempio, adoperando l'oscillatore II, si pone in R un risonatore II, e su di esso si fa agire un risonatore III.

16. **Interferenza fra le onde secondarie di due risonatori.** — Quando due risonatori si fanno agire in pari tempo sul risonatore R, l'effetto complessivo dipende dalle fasi relative delle due onde secondarie da essi emesse.

Per rendere più breve e chiara l'esposizione delle esperienze ne daró subito la relativa spiegazione. Esaminiamo dunque dapprima da che dipenda la fase delle onde secondarie che giungono in R, allorché un risonatore, che genera quelle onde, é posto col suo centro in A oppure in B, C, D. Indicheremo con α l'angolo del risonatore colla verticale, angolo che nelle esperienze si prenderà eguale a 45° onde avere effetti massimi. Quest'angolo α si prenderá negativamente se é misurato verso la destra d'un osservatore che guardi da x verso O. In tal modo sará negativo α per un risonatore posto in NN', QQ', TT', VV'. La distanza fra il centro del risonatore che genera le onde secondarie ed il centro R del risonatore fisso si indicherá sempre con d. Determiniamo nei vari casi la

Digitized by Google

fase in R delle onde secondarie, considerando come zero la fase che avrebbero se il risonatore mobile fosse esso pure nel punto R.

1.° *Risonatore in C, cioé fra l'oscillatore ed il risonatore R.* — Se il risonatore mobile é in SS' esso produce in R una vibrazione $\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$, come si é visto prima, e la sua fase é zero. Infatti le onde principali anticipano di $\frac{d}{V}$, per essere il risonatore in C anziché in R; ma altrettanto tempo impiegano le onde secondarie da C ad R.

Pel risonatore TT' l'ampiezza della vibrazione generata in R dall'onda secondaria é $-\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ e la fase zero. Ció equivale ad una vibrazione di ampiezza $\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ e di fase $\pm \pi$. Dunque, secondo che il risonatore é in SS' o in TT', le fasi in R sono opposte.

2.° *Risonatore in D, cioé sul prolungamento della retta tirata dall'oscillatore al risonatore R.* — Le onde principali giungono al risonatore posto in D con un ritardo $\frac{d}{V}$, in causa dell'intervallo RD che prima di raggiungerlo devono percorrere in piú, che nel caso in cui il risonatore stesso fosse in R. Le onde secondarie devono poi percorrere ancora la distanza d per arrivare ad R. Dunque la fase di esse in R é $\frac{4\pi d}{\lambda}$. L'ampiezza della vibrazione in R é poi $\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ pel risonatore in UU', e $-\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ pel risonatore in VV'. Si puó anche dire che pel risonatore in VV' l'ampiezza é $\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ e la fase $\frac{4\pi d}{\lambda} \pm \pi$.

Digitized by Google

3.° *Risonatore in A od in B, cioè sulla verticale passante per R.* — L'ampiezza é $\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ per le posizioni MM' e PP', e $-\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ per NN', QQ'. In tutti i casi la fase é evidentemente $\frac{2\pi d}{\lambda}$. Si puó anche dire che per le posizioni NN', QQ' l'ampiezza é $\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ e la fase $\frac{2\pi d}{\lambda} \pm \pi$.

Riassumendo, mentre l'ampiezza della vibrazione prodotta dalle onde secondarie in R é sempre $\frac{1}{2} k \operatorname{sen} 2\alpha$ $\left(\frac{1}{2} k, \text{ se } \alpha = 45^\circ\right)$, la fase é la seguente:

Posizione del Risonatore	Fase
MM'	$\frac{2\pi d}{\lambda}$
NN'	$\frac{2\pi d}{\lambda} \pm \pi$
PP'	$\frac{2\pi d}{\lambda}$
QQ'	$\frac{2\pi d}{\lambda} \pm \pi$
SS'	0
TT'	$\pm \pi$
UU'	$\frac{4\pi d}{\lambda}$
VV'	$\frac{4\pi d}{\lambda} \pm \pi$

Digitized by Google

Come si vede, quando il risonatore, che produce le onde secondarie, é posto fra R ed O, la fase in R delle onde stesse é indipendente dal punto C del segmento OR nel quale il risonatore si trova.

Ció premesso, ecco ora le principali esperienze eseguite.

Risonatori in A ed in B. — Se i due risonatori sono inclinati dalla stessa parte, come in NN' e QQ', e sono ad egual distanza da R, essi producono onde secondarie concordanti, ed in R si osservano scintille assai brillanti. Infatti le loro fasi sono eguali. Ma se le distanze differiscono di $\frac{\lambda}{2}$, le loro fasi diversificano di π e le scintille in R sono assai deboli o nulle.

Se poi i due risonatori sono inclinati in senso contrario, per esempio sono collocati secondo MM' e QQ' e sono equidistanti da R, le fasi rispettive delle loro onde secondarie in R sono $\frac{2\pi d}{\lambda}$ e $\frac{2\pi d}{\lambda} \pm \pi$, cioé diversificano di π. Le scintille in R spariscono completamente.

Quindi, se uno dei risonatori si tiene fisso in MM', e all'altro si dá alternativamente la posizione PP' o la QQ', le scintille alternativamente compaiono e spariscono nel risonatore R.

Se infine i risonatori sono disposti secondo MM' e QQ', e le loro distanze da R diversificano di $\frac{\lambda}{2}$, compaiono le scintille in R.

Risonatori in A e C. — Se i due risonatori sono inclinati a 45° dalla stessa parte, come MM' ed SS', l'effetto prodotto in R dalle loro onde secondarie dipende dalla distanza $d = AR$. Infatti le fasi in R di dette onde secondarie sono $\frac{2\pi d}{\lambda}$ e 0. Se $d = \frac{\lambda}{2}$ le fasi diversificano di π ed in R non si hanno scintille; se $d = \lambda$ le fasi sono differenti di 2π, e cioé divengono concordanti, ed in R veggonsi le scintille.

Digitized by Google

Onde per $d = \frac{\lambda}{2}$ le scintille in R siano nulle, occorre che le ampiezze delle onde secondarie emanate da MM' ed SS', allorché giungono in R, sieno eguali. Per soddisfare a questa condizione, basta variare opportunamente la distanza RC, la quale, come si é visto, non influisce sulla fase delle onde secondarie che partono da SS'.

Se invece i due risonatori sono inclinati in sensi opposti, come MM', TT', i fenomeni sono invertiti, e cioé si hanno scintille massime se $AR = d = \frac{\lambda}{2}$, minime o nulle se $d = \lambda$. Per cui se, tenendo fisso in MM' uno dei risonatori, si dá all'altro alternativamente l'orientazione SS' e la TT', mentre $AR = \frac{\lambda}{2}$, si veggono alternativamente sparire e comparire le scintille nel risonatore R.

Se i risonatori, invece d'essere collocati in A e C, lo fossero in B e C, tutto accadrebbe nella stessa maniera.

Risonatori in C e D. — Se sono collocati parallelamente in SS' ed UU', le fasi in R delle onde secondarie da essi prodotte sono rispettivamente 0 e $\frac{4\pi d}{\lambda}$. Perció si ha effetto massimo in R, se $RD = d = 0, \frac{\lambda}{2}, \lambda$..... ed effetto minimo o nullo se $d = \frac{\lambda}{4}, 3\frac{\lambda}{4}$..... Quando invece i due risonatori sono incrociati, per esempio sono posti in TT' UU', si hanno le massime scintille per $RD = d = \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}$..... ed interferenza per $d = 0, \frac{\lambda}{2}, \lambda$.....

L'esperienza conferma pienamente tutto ció, ed anzi basta tener fisso un risonatore in SS' e dare all'altro alternativamente le posizioni UU', VV' mentre RD é eguale a $\frac{\lambda}{4}$, per vedere alternativamente in R scintille nulle o scintille assai vive.

Digitized by Google

Risonatori in A e D, oppure in B e D. — Se sono paralleli, come MM' ed UU' ed equidistanti da R, le fasi diversificano di $\frac{2\pi d}{\lambda}$. Perciò se le due distanze RA ed RD sono eguali a $0, \lambda, \ldots\ldots$ si hanno massime scintille in R, e se sono eguali a $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2} \ldots\ldots$ si ha in R interferenza. Tutto s'inverte se i risonatori sono incrociati, come NN', UU'.

Se si tiene fissa la distanza $RA = \frac{\lambda}{2}$ mentre i risonatori sono paralleli, per esempio in MM' ed UU', allora per $RD = \frac{\lambda}{4}$ le fasi in R sono concordanti e si hanno scintille massime. Se invece i risonatori sono incrociati, come MM' e VV' si ha in R interferenza.

L'esperienza verifica completamente tutti questi fatti, ed altri che per brevitá lascio a parte.

I risonatori che generano le onde secondarie possono possedere lunghezze d'onda differenti fra loro e differenti da quella del risonatore posto in R, ed essere formati da semplici fili ad aste di metallo, anziché colle solite striscie di vetro argentato. I fenomeni descritti non variano qualitativamente: ma le distanze, cui corrispondono i massimi od i minimi di scintille in R, sono unicamente regolate dalla lunghezza d'onda propria al risonatore R, il quale risuona in causa del solito fenomeno della risonanza multipla.

Esperienze simili a quelle di questo e del precedente § possono eseguirsi mettendo il risonatore nella direzione longitudinale, cioé secondo Ox, come pure mettendolo in un'altra qualunque direzione giacente nel piano xy. I risultati di tali esperienze corrispondono sempre esattamente a quanto fa prevedere la considerazione delle onde secondarie, e trovo superfluo darne qui la descrizione.

17. **Onde secondarie prodotte da un dielettrico.** — Se nel seno del dielettrico (ordinariamente l'aria) attraver-

Digitized by Google

sato dalle onde generate da un oscillatore, si trova un corpo isolante avente una costante dielettrica differente, si producono sopra un risonatore certe azioni, le quali possono considerarsi come dovute ad onde elettro-magnetiche generate da quel corpo.

Si supponga infatti che questo corpo abbia piccole dimensioni, di guisa che si possa considerare come sensibilmente di egual direzione e di egual valore, nei vari punti dello spazio da esso occupato, la forza elettrica ad un istante qualunque. Se il campo fosse costante, la forza elettrica che si produce per la presenza di quel corpo, si potrebbe, come é noto, considerare dovuta a certe cariche, distribuite sulla sua superficie secondo una legge, che é determinabile in certi casi semplici. Ma nel caso attuale il campo elettrico non é costante ma alternativo, per cui la detta forza elettrica sará alternativa essa pure. Perció l'effetto prodotto dal corpo sopra un risonatore vicino si potrà considerare come dovuto a certe cariche alternative distribuite sulla sua superficie, precisamente come (V. il § 1 della Nota *A*) la forza elettrica prodotta da un piccolo oscillatore di Hertz nei punti a lui vicini é dovuta alle cariche alternative dei due conduttori coi quali é formato. Il corpo isolante posto sul cammino delle onde agisce dunque, come se fosse origine di onde secondarie, alla guisa di un risonatore, cioé come se in esso si producesse un fenomeno di risonanza.

Peró fra i due casi, quello del risonatore e quello del corpo isolante, passa questa importante differenza, che mentre le onde secondarie generate dal primo hanno un periodo d'oscillazione ed uno smorzamento che dipendono dalla natura, forma e dimensioni del risonatore, quelle invece generate dalla massa isolante devono fedelmente uniformarsi alle oscillazioni dell'oscillatore, in quanto al periodo ed allo smorzamento.

Ed invero, se é stato possibile constatare, per mezzo di un risonatore, l'interferenza fra le onde che proven-

Digitized by Google

gono direttamente dall' oscillatore, e le onde secondarie generate da un altro risonatore o da un semplice filo metallico rettilineo, ció si deve alla risonanza multipla, si deve cioé alla circostanza, che, in causa del rapido smorzamento delle oscillazioni dell' oscillatore, un risonatore puó risonare anche se il suo periodo é diverso. Cosí il filo metallico assume oscillazioni elettriche di un periodo proprio, che puó essere diverso da quello dell' oscillatore; ed il risonatore può subire l' azione tanto delle onde principali quanto delle secondarie, anche se il periodo oscillatorio suo é differente da quelli del filo e dell' oscillatore.

Invece, nel caso delle onde secondarie generate da una massa dielettrica, quando la sua costante dielettrica é differente da quella del mezzo in cui si propagano le onde, il periodo di esse é necessariamente identico a quello dell' oscillatore, e se il risonatore subisce l' azione di quest' ultimo, deve subire senz' altro anche quella delle onde secondarie.

Portando a poca distanza dal risonatore un dielettrico qualunque, si riconosce che effettivamente esso agisce sul risonatore, in certi casi aumentandone le scintille, in altri diminuendole o anche facendole affatto cessare. Si osservano insomma fenomeni simili a quelli descritti nel § 13. Se poi il risonatore é collocato in modo da non risentire alcun effetto dalle onde principali, per esempio é collocato nella posizione *trasversale* o nella *longitudinale*, allora il dielettrico fa apparire, sotto certe condizioni di luogo e di forma, le scintille nel risonatore, e l' esperienza rassomiglia a quelle del § 15. Quest' ultima disposizione permette di studiare le onde secondarie del dielettrico nel modo il piú semplice.

Nelle esperienze dei §§ seguenti il dielettrico adoperato ha avuto sempre la forma di sfera o quella cilindrica, affinché si potesse calcolare la forza elettrica da esso prodotto, nell' ipotesi di un campo uniforme costante. Il risonatore sempre si é collocato in posizione longitu-

Digitized by Google

dinale o trasversale. Ho eseguito pure esperienze nelle quali il risonatore é in posizione parallela; ma siccome queste esperienze sono intimamente collegate con quelle relative alla diffrazione, cosí le descriveró nel Capitolo III della Parte Seconda.

18. **Onde secondarie di una sfera dielettrica.** — Una piccola sfera dielettrica, posta sul cammino delle onde, si comporta come un piccolo oscillatore collocato nel suo centro, e parallelo alla direzione della forza elettrica dell'onda (V. § 1 della Nota *A*). L'azione della sfera é dunque simile a quella di un risonatore parallelo all'oscillatore; per cui si possono ripetere colla sfera le esperienze giá descritte nel § 15.

Ma, per attenerci a quanto si è esposto nel § precedente, sará meglio verificare, se l'azione prodotta dalla sfera varii da punto a punto nella sua vicinanza, precisamente come quella che produrrebbe, se il campo elettrico fosse costante. In particolare, la forza elettrica prodotta dalla sfera, posta sul cammino delle onde, dovrá essere massima o minima, precisamente in quei casi nei quali é massima o minima la forza che sarebbe prodotta dalla sfera se il campo fosse costante. Naturalmente si dovrá calcolare la sola componente della forza presa secondo la direzione che ha il risonatore col quale si studiano le onde secondarie.

Riferiamo la posizione occupata dalla sfera a tre assi ortogonali (fig. 13)

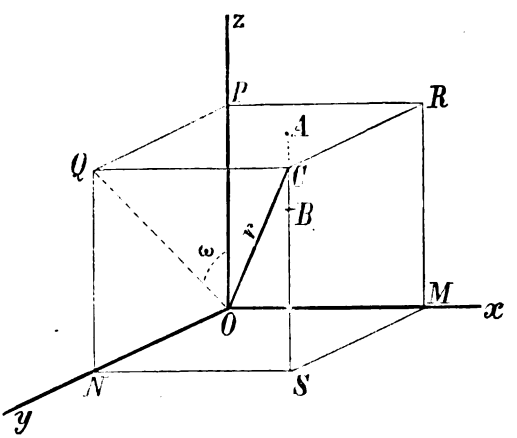

Fig. 13

Digitized by Google

aventi l'origine O nel punto occupato dal risonatore. L'oscillatore sará supposto nel piano xy e col suo asse diretto perpendicolarmente a questo piano, per cui la forza elettrica sará parallela ad Oz.

Sia C il centro della sfera, r la sua distanza da O, α, β, γ gli angoli di r coi tre assi. Se il campo elettrico in C fosse costante, le componenti X, Y, secondo Ox ed Oy della forza elettrica in O dovuta alla sfera dielettrica sarebbero:

$$X = \frac{H}{r^3} \cos\alpha \cos\gamma, \qquad Y = \frac{H}{r^3} \cos\beta \cos\gamma,$$

ove H é una costante, che dipende dall'intensitá del campo, come pure dal raggio e dalla costante dielettrica della sfera (V. la Nota B). A paritá di valore di r queste due componenti dipendono dagli angoli α, β, γ. Esaminiamo alcuni casi particolari.

Si tenga α costante, e cioé si faccia girare la sfera intorno al punto M come centro e nel piano $CSMR$ parallelo ad yz. Dicendo ω l'angolo variabile formato da CM con MR, si ha:

$$X = \frac{1}{2} \frac{H}{r^3} \cos\omega \operatorname{sen} 2\alpha, \qquad Y = \frac{1}{2} \frac{H}{r^3} \operatorname{sen}^2\alpha \operatorname{sen} 2\omega;$$

perció X sará massima quando la sfera é nel piano xz, e nulla quando é nel piano xy, mentre Y sará massima quando CM é a 45° colla direzione Oz, e nulla quando la sfera é in uno dei piani xy, xz.

Orbene, se mentre si sposta la sfera nel modo indicato, si osservano le scintille in un risonatore posto in O e diretto secondo Ox, si verifica che queste scintille sono massime appunto quando il centro della sfera é nel piano xz, e nulle quando é nel piano xy. Se poi il risonatore é diretto secondo Oy, si verifica che le scintille brillano vivamente, allorché la retta CM é a 45° con Oz, e spariscono quando il centro della sfera é in uno dei due

Digitized by Google

piani xy ed xz. Tutto ció qualunque sia la direzione, giacente nel piano xy, nella quale si propagano le onde.

Queste esperienze riescono, quantunque in pratica le condizioni sperimentali non possano corrispondere pienamente alle condizioni teoriche. Per esempio non é possibile far sí che risonatore e sfera abbiano dimensioni tanto piccole, che le forze elettriche agenti sui vari punti della sfera abbiano ad un dato istante valori quasi eguali, e che le forze dovute alla sfera e agenti sui vari punti del risonatore, siano pure ad un dato istante sensibilmente eguali fra loro. Per solito ho adoperato un risonatore III e una sfera massiccia di vetro di circa 8 c. di diametro. La distanza r puó essere di circa 20 c. o piú, se il risonatore é assai sensibile e posto a piccola distanza dall' oscillatore II munito del suo specchio parabolico.

Se alla sfera C si fa descrivere una circonferenza di centro N nel piano $CSNQ$ parallelo ad xz, le espressioni di X ed Y si scambiano, e le esperienze corrispondono ancora alle previsioni. In tal caso l' azione sul risonatore posto secondo Ox é massima quando la retta NC é a 45° con Oz, e nulla quando il centro della sfera é in uno dei piani xy ed yz, mentre l' azione sopra il risonatore collocato secondo Oy é nulla, quando la sfera é nel piano xy, e massima quando é nel piano yz.

Infine, se si fa girare la sfera nel piano $PRCQ$ intorno a P come centro, l' azione é massima quando il centro della sfera é nel piano xz e nulla, quando é nel piano yz, se il risonatore é posto secondo Ox, ed invece nulla quando il centro della sfera é nel piano xz e massima quando é nel piano yz, se il risonatore è posto secondo Oy.

Adoperando due sfere, invece di una sola, si ottengono fenomeni d' interferenza nettissimi.

Supponiamo, per esempio, che una sfera dielettrica (sfera di vetro di 8 c.) sia posta col suo centro in C (fig. 13), e che un' altra sfera eguale sia collocata col

Digitized by Google

suo centro nel punto C_1 (non rappresentato nella figura) simmetrico a C rispetto al piano xy. Il risonatore resterá oscuro, ma compariranno le scintille non appena si allontani una delle sfere, ció che prova che le onde secondarie delle due sfere interferiscono sul risonatore. Ora, é facile verificare che le componenti delle forze prodotte in O e dirette secondo Ox ed Oy, dalle sfere supposte in un campo costante, hanno segni opposti.

Se la seconda sfera, anziché nel punto C, fosse nel punto C_2, simmetrico a C rispetto al piano xz, si avrebbe ancora interferenza sopra un risonatore posto secondo Oy, mentre sopra uno collocato nella direzione Ox le due sfere agirebbero concordemente, vale a dire produrrebbero insieme scintille piú vivaci di quelle prodotte da una sola. In questa esperienza bisogna peró che la direzione di propagazione delle onde sia secondo Ox. Infatti, se questa condizione é soddisfatta, le due sfere si trovano sopra una stessa superficie d'onda, e perció sono sempre in egual fase d'oscillazione. Se invece le onde si propagassero secondo una direzione parallela ad Oy, le fasi potrebbero essere differenti, e sarebbero, per esempio, opposte, qualora la distanza CC_2 fosse eguale ad un numero dispari di semi-onde. In simil caso i fenomeni osservati risulterebbero invertiti.

Tralascio per brevitá la descrizione di altre esperienze, che si potrebbero eseguire relativamente alle onde secondarie di una sfera dielettrica.

19. **Onde secondarie di un cilindro dielettrico.** — Questo caso é alquanto piú complesso di quello della sfera, giacché l'azione del cilindro, che in teoria si supporrá sempre di lunghezza infinita, ma che nelle esperienze avrá semplicemente una lunghezza grande in rapporto al suo diametro, dipende, non solo dal luogo occupato, ma anche dall'orientazione del suo asse.

Digitized by Google

Riferiamo la posizione del cilindro a tre assi ortogonali (fig. 14), coll' origine O nel luogo occupato dal risonatore, l' asse Oz essendo parallelo alla direzione della forza elettrica sulle onde, e sia $O_0 z_0$ l' asse del cilindro.

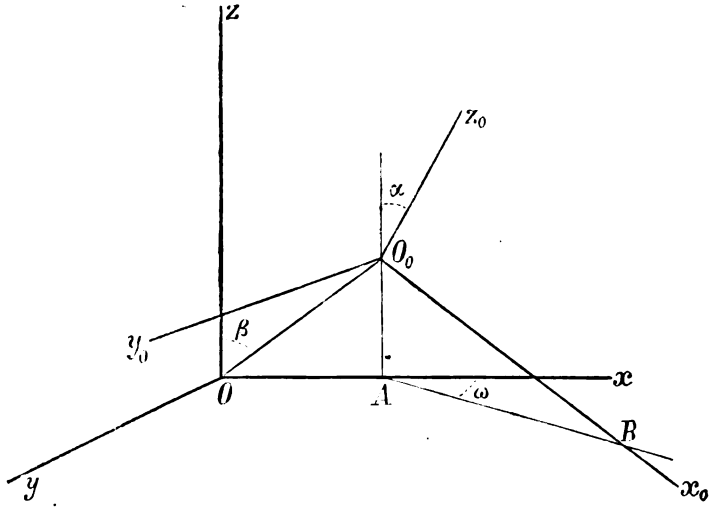

Fig. 14

Siccome per render conto delle esperienze si dovrá spesso considerare come varii l'azione del cilindro sul risonatore, allorché si fa girare il suo asse intorno ad uno dei suoi punti, supporremo che O_0 sia questo punto che rimane fisso. Senza diminuire la generalitá potremo supporre che questo punto sia situato sul piano xz.

Consideriamo altresí un secondo sistema di assi ortogonali, aventi per origine il punto O_0, per asse $O_0 z_0$ l' asse del cilindro, e per asse $O_0 x_0$ una retta perpendicolare ad $O_0 z_0$ nel piano passante per $O_0 z_0$ e parallelo ad Oz.

Con un facile calcolo (Veggasi la Nota C) si trovano per le componenti X, Y, della forza elettrica prodotta in O dal cilindro, nell' ipotesi che il campo elettrico sia costante, le seguenti espressioni:

Digitized by Google

$$X = \frac{H \operatorname{sen} \alpha}{(x_0^2 + y_0^2)^2} \left\{ 2x_0 y_0 \operatorname{sen} \omega + (y_0^2 - x_0^2) \cos\alpha \cos\omega \right\},$$

$$Y = \frac{H \operatorname{sen} \alpha}{(x_0^2 + y_0^2)^2} \left\{ -2x_0 y_0 \cos \omega + (y_0^2 - x_0^2) \cos\alpha \operatorname{sen}\omega \right\},$$

nelle quali H é una costante, che dipende dall'intensitá del campo, come pure dalla costante dielettrica e dal raggio del cilindro, α l'angolo fra l'asse $O_0 z_0$ del cilindro e la direzione Oz del campo, ω l'angolo fra i piani $x_0 z_0$ ed xz, e finalmente x_0, y_0 (e z_0) le coordinate di O rispetto agli assi di origine O_0. Dicendo r la distanza OO_0 e β l'angolo di r con Oz, si ha quindi:
$x_0 = -r \cos\alpha \operatorname{sen}\beta \cos\omega + r \operatorname{sen}\alpha \cos\beta$, $y_0 = r \operatorname{sen}\beta \operatorname{sen}\omega$.
Ma non é necessario scrivere i valori finali di X ed Y, quali si otterrebbero sostituendo nelle loro precedenti espressioni questi valori di x_0 ed y_0.

Dando opportuni valori ad r, α, β, ω, si dá al cilindro qualunque posizione rispetto ad O, e cosí si é in grado di confrontare nei vari casi le componenti secondo Ox ed Oy dell'azione prodotta in O dal cilindro supposto in un campo uniforme e costante parallelo ad Oz, colle azioni, che risultano dalle esperienze, sopra un risonatore posto in O e diretto secondo Ox oppure secondo Oy, allorché il campo elettrico, nel quale é immerso il cilindro, é quello dovuto alle onde generate da un oscillatore parallelo ad Oz.

Come si vedrá, si ha una notevole concordanza, quantunque nelle esperienze fatte colle onde abbiano influenza delle circostanze, delle quali soltanto con una teoria completa basata sulle equazioni fondamentali di Maxwell o di Hertz si potrebbe tener conto. Si noti, per esempio, che, specialmente quando il cilindro non é parallelo alle onde (che sempre si supporranno piane), la forza elettrica che ad un dato istante agisce su di esso ha valori diversi nelle varie sue parti, e che le distanze che intercedono fra il risonatore posto in O e le varie parti del

Digitized by Google

cilindro sono differenti, per cui le azioni parziali si manifestano in O con differenti ritardi. Se ad onta di ció le esperienze mostrano un andamento che si accorda colle formole precedenti, ció si deve certo alla circostanza, che l'azione delle parti del cilindro, che sono le piú vicine al risonatore, é preponderante.

I casi particolari piú semplici, i soli che qui saranno presi in esame, sono quelli in cui, mentre uno dei tre angoli α, β, ω, ha un valore qualunque, gli altri due hanno il valore 0^0 oppure 90^0. Nella tabella seguente ho scritto i valori di X ed Y che forniscono in questi casi le formole.

Num. d'ordine	α	β	ω	X	Y
1	0^0	β^0	0^0	0	0
2	0	β	90	0	0
3	0	0	ω	0	0
4	0	90	ω	0	0
5	90	0	ω	0	0
6	90	90	ω	0	0
7	90	β	0	0	0
8	90	β	90	H sen $2\beta : r^2$	0
9	α	90	0	$-H$ tang $\alpha : r^2$	0
10	α	90	90	0	H sen $2\alpha : 2r^2$
11	α	0	0	$-H : r^2$ tang α	0
12	α	0	90	0	$-H : r^2$ tang α

Casi *1)* a *4)*. Nei primi quattro casi il cilindro é parallelo alla direzione della forza elettrica, e la sua azione in O non ha componenti secondo Ox ed Oy.

Un cilindro dielettrico, per esempio di vetro, grosso 5 c. o meno, collocato in tal maniera, non fa apparire scintille in un risonatore posto in O e perpendicolare alla

Digitized by Google

direzione dell'oscillatore, per esempio posto secondo Ox oppure secondo Oy. In questa, come nelle esperienze seguenti di questo §, il cilindro puó essere di qualunque sostanza dielettrica, come zolfo, paraffina, ebanite ecc.; ma se é di vetro, la sua azione, quando si manifesta, é maggiore, stante il piú alto valore della sua costante dielettrica.

Il risonatore può essere uno dei II oppure dei III, o anche, come é quasi inutile l'aggiungere, di qualunque altra dimensione intermedia o poco differente, mentre é comodo far uso dell'oscillatore II. La distanza r potrá essere da 10 a 20 centimetri.

5), 6) e *7)*. Anche in questi tre casi, nei quali il cilindro è perpendicolare alla direzione del campo, le componenti X ed Y sono entrambe nulle, e l'esperienza mostra che anche in tal caso non appaiono scintille nel risonatore. Nel caso *5)* l'asse del cilindro passa per un punto di Oz, nel *6)* giace nel piano xy, e nel *7)* giace nel piano xz.

8). In questo e negli altri quattro casi seguenti, una delle componenti X ed Y non é zero. Qui l'asse del cilindro é perpendicolare alla direzione del campo, come nei casi *5), 6)* e *7)*, ma é parallelo ad Oy, ed il punto O_0 non é né sull'asse Ox né sopra Oz. La componente Y, parallela al cilindro, é nulla, ma la componente X ha per espressione $\frac{H}{r^2}$ sen 2β, e perció si annulla allorché, spostando il cilindro parallelamente a sé stesso ed in modo che il punto O_0 giri intorno ad O, il suo asse giunge in uno dei due piani xy od yz. Di piú la componente X ha il suo massimo valore allorchè la retta OO_0 é a 45° colla direzione Oz del campo.

La esperienza colle onde elettriche, corrispondente a questo caso, si eseguisce nel modo seguente.

Si pone in O un risonatore diretto secondo Ox, e intorno ad esso si muove il cilindro di vetro, tenendolo

Digitized by Google

a costante distanza da O, e sempre in una direzione che sia in pari tempo perpendicolare al risonatore ed all'oscillatore. Allorché il cilindro si trova in un piano perpendicolare al risonatore (piano yz), o perpendicolare all'oscillatore (piano xy) nessuna scintilla appare nel risonatore, mentre nelle altre posizioni si osservano delle scintille, il cui splendore e la cui frequenza divengono i maggiori possibili, allorché il cilindro si trova nelle quattro posizioni, nelle quali il piano passante pel suo asse e pel punto O fa un angolo di 45° colla direzione dell'oscillatore.

Come nel caso della sfera trattato nel § precedente, anche in questo possono ottenersi agevolmente fenomeni d'interferenza fra le onde secondarie di due dielettrici. Cosí, se mentre un cilindro agisce sul risonatore, se ne pone un secondo, eguale al primo, ed in posizione che gli sia simmetrica rispetto al piano xy od al piano yz, immediatamente spariscono dal risonatore le scintille, e per farle riapparire basta allontanare uno dei due cilindri.

Se il secondo cilindro é simmetrico al primo rispetto all'asse Oy, le scintille sono piú vivaci che con un sol cilindro.

Naturalmente perché tutto ció accada conviene che i due sistemi di onde secondarie abbiano la stessa fase, il che, per esempio, ha luogo se Ox é la direzione di propagazione delle onde, e se i cilindri sono in posizione simmetrica rispetto al piano xy.

Se fossero in posizione simmetrica rispetto al piano xz, le fasi potrebbero differire, essendo raggiunti in epoche diverse dalle onde.

9). In questo caso il punto O_0 é sull'asse Ox, e l'asse del cilindro giace nel piano xz. L'azione in O, come nel caso precedente, non ammette componente secondo Oy, ma solo la componente $-\frac{H}{r^2}\operatorname{tang}\alpha$ secondo Ox.

Effettuando l'esperienza colle onde elettriche si verifica, che l'effetto prodotto sul risonatore posto in O e

Digitized by Google

diretto secondo Ox cresce al crescere dell'inclinazione α del cilindro rispetto alla direzione della forza elettrica. Naturalmente non si puó raggiungere il valore $\alpha = 90^0$, dovendo essere sempre il punto O fuori dal cilindro.

10). In questo caso l'asse del cilindro passa per un punto fisso dell'asse Ox, e rimane sempre in un piano parallelo ad yz, cioè parallelo alla direzione della forza elettrica e alla direzione Oy, che é quella secondo cui deve porsi il risonatore. Infatti la componente secondo Ox é nulla, mentre quella secondo Oy é eguale ad $\frac{1}{2}\frac{H}{r^2}$ sen 2α.

Nel risonatore mancano le scintille se sen $2\alpha = 0$, cioé quando l'asse del cilindro é o parallelo al risonatore o parallelo alla forza elettrica, mentre si veggono scintille quando il detto asse é inclinato, le quali raggiungono un massimo quando l'asse del cilindro è a 45^0 dalla direzione della forza.

In questa esperienza la direzione di propagazione delle onde puó essere qualunque, purché giacente nel piano xy; peró se quella direzione é parallela ad Ox, per esempio l'oscillatore é posto sul prolungamento della retta Ox che va dal risonatore al cilindro (nel qual caso il risonatore assume rispetto alle onde la posizione trasversale), il cilindro sará raggiunto simultaneamente dalle onde per tutta la sua lunghezza.

Anche in questo caso si possono osservare notevoli fenomeni d'interferenza, adoperando due cilindri dielettrici anziché uno solo, i quali necessariamente saranno a distanze da O un poco differenti. Supponiamo che i due cilindri sieno paralleli. Le scintille nel risonatore saranno più brillanti di quel che erano con un cilindro solo. Se invece i due cilindri sono inclinati in senso opposto, in modo cioé che i loro assi formino col piano xz angoli eguali e di segno contrario, il risonatore cessa di scintillare, od almeno le sue scintille restano molto affievolite, se, per essere troppo

Digitized by Google

differenti le distanze da O dei due cilindri, le loro azioni non si compensano perfettamente. In ogni caso si potranno compensare queste due azioni opposte, anche con cilindri differenti fra loro e a differenti distanze da O, modificando convenientemente le loro inclinazioni. Basta poi allontanare uno dei cilindri, perchè le scintille nel risonatore riacquistino il loro splendore.

11) e *12)*. In questi due casi, che considereremo insieme, l'asse del cilindro passa per un punto dell'asse Oz, e giace in uno dei piani xz od yz, formando poi un angolo α colla direzione Oz della forza elettrica. Una delle componenti X, Y é nulla, mentre l'altra, e precisamente quella che giace nello stesso piano coll'asse del cilindro e colla direzione del campo elettrico, ha per valore

$$-\frac{H}{r^2 \operatorname{tang} \alpha}.$$

Ora, l'esperienza verifica che l'azione sopra il risonatore posto in O, e diretto opportunamente, cioé secondo Ox oppure secondo Oy, cresce al diminuire dell'angolo α. Naturalmente non si possono dare ad α valori minori di un certo limite, giacché, per la validitá delle formole, il punto O deve rimanere esterno al cilindro.

Tralascio per brevità di considerare i fenomeni di interferenza che si possono ottenere con due cilindri nei casi *9)*, *11)* e *12)*, come pure i fenomeni che si producono quando il cilindro abbia orientazioni diverse da quelle corrispondenti alla precedente tabella.

20. **Onde secondarie prodotte da un dielettrico di altra forma.** — Una massa dielettrica, la cui forma non sia né sferica né cilindrica, produce colla sua risonanza effetti più o meno analoghi a quelli studiati nei due §§ precedenti, allorché é accostata ad un risonatore. Se la forma della massa dielettrica é poco differente dalla sferica, od almeno, se nessuna delle sue dimensioni é predominante, essa si comporta in modo molto simile ad una sfera. Se

Digitized by Google

invece la forma del dielettrico é tale, che una delle dimensioni sia assai grande rispetto alle altre, per esempio é prismatica, allora il dielettrico produce effetti assai simili a quelli di un cilindro.

Prendiamo, come esempio, il caso di un dielettrico in forma di prisma allungato, accostato al risonatore come il cilindro del caso *10)* del § precedente, e cioé sia posto il risonatore nella posizione trasversale, ed il prisma, posto fra oscillatore e risonatore, abbia la sua maggior dimensione parallela alle onde, e formante un angolo α colla direzione della forza elettrica. Il risonatore mostrerá le scintille, e queste assumeranno il massimo splendore, quando l'asse del prisma é a 45° colla direzione della forza.

Se il prisma ha la sezione trasversale rettangolare, e perció é un parallelepipedo, si riconosce che, a paritá d'inclinazione, le scintille sono piú vivaci quando la piú grande delle sue due dimensioni trasversali é parallela alla direzione di propagazione delle onde. Ció si verifica facilmente con un parallelepipedo di paraffina o di solfo. e si comprende bene, qualora si pensi che piú cilindri paralleli producono sul risonatore effetti concordanti, come si é detto nel caso *10)* del § precedente.

Come ho detto precedentemente, queste azioni che un dielettrico produce sopra un risonatore, possono essere causa di errori. L'esperienza or ora citata puó fornirne la prova.

Vedremo infatti nella Parte Seconda che, per mettere in evidenza la doppia rifrazione delle onde elettro-magnetiche, é assai opportuno far uso di un risonatore in posizione trasversale, e quindi sottratto all'azione diretta dell'oscillatore. Fra i due apparecchi si colloca allora il corpo birefrangente, o che tale si suppone, e si osserva l'effetto prodotto nel risonatore.

Se in questo appaiono le scintille, si é tentati di affermare che quel corpo é birefrangente, giacché l'esperienza é affatto simile a quella che si eseguisce in Ottica

Digitized by Google

per l'analogo scopo. Infatti si giudica che una laminetta, collocata fra due nicol incrociati, é birefrangente, se fa riapparire la luce, che in sua assenza l'analizzatore estingue. Evidentemente, nell'esperienza elettromagnetica l'oscillatore tiene il posto del nicol polarizzatore ed il risonatore quello del nicol analizzatore. Tanto nell'esperienza elettrica che nella corrispondente esperienza ottica, se la lastra birefrangente viene fatta girare nel proprio piano, si trovano quattro orientazioni, fra loro ortogonali, per le quali l'effetto che si produce interponendo la lamina é nullo, e quattro altre, a 45° colle precedenti, per le quali l'effetto é massimo.

Or bene, un dielettrico, la cui forma non sia di rivoluzione intorno alla retta che va dall'oscillatore al risonatore, puó produrre, come si é dimostrato, effetti affatto simili, in virtú della risonanza che in esso si produce, o, in altre parole, in virtú delle onde secondarie che esso genera. Il dielettrico non produce effetto sul risonatore, quando ha certe quattro orientazioni fra loro ortogonali, mentre produce sul risonatore stesso le piú vive scintille, quando é orientato a 45° dalle orientazioni precedenti, e questi fenomeni, aggiungo ora, si possono manifestare anche se fra il dielettrico ed il risonatore s'interpone un grande diaframma metallico avente nel mezzo un'apertura circolare di diametro piú piccolo della minor dimensione del dielettrico.

Evidentemente sarebbe erroneo l'attribuire a doppia rifrazione i fenomeni osservati in queste condizioni.

Dunque i fenomeni descritti nel presente capitolo meritavano d'essere studiati per primi, anche all'infuori dell'interesse che possono presentare per sé stessi, giacché, una volta conosciuti, si é in grado di evitare delle possibili cause di errore nella interpretazione di varie esperienze relative alle onde elettromagnetiche.

Digitized by Google

Digitized by Google

PARTE SECONDA

PRODUZIONE DI FENOMENI ANALOGHI AI PRINCIPALI FENOMENI OTTICI PER MEZZO DELLE ONDE ELETTRO-MAGNETICHE

Digitized by Google

Digitized by Google

CAPITOLO I

Fenomeni d' interferenza.

---

21. **Esperienza delle onde stazionarie.** — Questa esperienza, che é analoga alla esperienza di Wiener sulle onde stazionarie luminose, e per conseguenza anche alla esperienza acustica dei ventri e nodi fissi, fu realizzata da Hertz, ed é anzi la principale esperienza sua, essendo quella che meglio dimostra la natura ondulatoria dei fenomeni prodotti dagli oscillatori.

Essa si eseguisce facilmente ricevendo le onde generate da uno dei miei oscillatori *O* (fig. 15) sopra una lastra metallica *SS*, disposta perpendicolarmente alla propagazione delle onde, e spostando lungo la retta *OA*, normale al riflettore *SS*, un risonatore tenuto a mano e parallelo all' oscillatore.

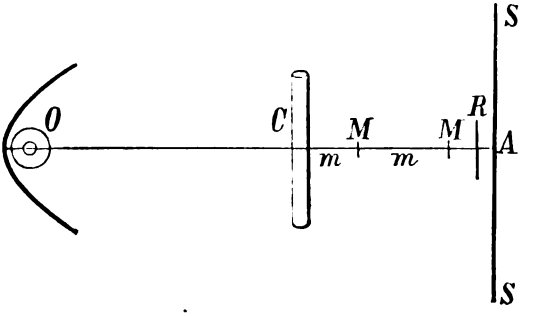

Fig. 15

Digitized by Google

Un tal risonatore non mostra scintille, allorché é prossimo assai allo specchio SS, come pure allorché é posto in punti m, m..., le cui distanze dallo specchio siano sensibilmente eguali ad un multiplo della mezza lunghezza d'onda $\frac{\lambda}{2}$, mentre dá scintille piú o meno brillanti, allorché é abbastanza lontano da quei punti. Queste scintille assumono la loro massima vivacitá, allorché il risonatore si trova nei punti M, M..., le cui distanze da SS sono sensibilmente eguali a $\frac{\lambda}{4}$, $3\frac{\lambda}{4}$....

Questi massimi e minimi, che rivelano l'esistenza di onde stazionarie, risultanti dal comporsi delle onde che partono dall'oscillatore, con quelle che, pure partite dall'oscillatore, si sono riflesse sullo specchio, offrono modo di determinare la lunghezza d'onda. É noto infatti che la distanza fra due punti M successivi, come pure quella fra due successivi punti m, é eguale a $\frac{\lambda}{2}$, cioé alla metá della lunghezza d'onda. Questa determinazione non é peró suscettibile di grande precisione per varie ragioni, fra cui questa, che soltanto i primi massimi e minimi, a partire da SS, sono abbastanza bene caratterizzati.

Se, senza in nulla modificare l'oscillatore, si sostituisce al risonatore adoperato un altro risonatore di differente lunghezza d'onda, la posizione dei punti M... ed m... cambia, in modo da indicare una nuova lunghezza d'onda, che é poi quella del nuovo risonatore.

Questo fenomeno, rilevato da Sarasin e De la Rive, e denominato *risonanza multipla*, sembrerebbe indicare, che ogni oscillatore produca, non giá delle oscillazioni semplici, ma bensí delle oscillazioni composte di una infinitá di oscillazioni corrispondenti a tutte le lunghezze d'onda, almeno entro certi limiti, per cui ogni risonatore entrerebbe in azione per opera di quella oscillazione componente, il cui periodo é eguale a quello che é proprio

Digitized by Google

alle oscillazioni sue. Ma si puó piú semplicemente ammettere, con Poincaré e con Bjerknes, che le oscillazioni dell'oscillatore siano fortemente smorzate, e cioé che la loro *ampiezza* scemi rapidamente, giacché anche in tale ipotesi si puó spiegare, come un risonatore possa essere eccitato da un oscillatore di differente periodo.

Come si vede, in questa, come in tutte le esperienze d'interferenza che saranno descritte nel presente capitolo, non si riesce mai a misurare la lunghezza d'onda corrispondente alle oscillazioni dell'oscillatore, ma sempre quella soltanto che spetta al risonatore.

Ció dipende dalla circostanza, che le oscillazioni del risonatore sono in generale assai meno smorzate che quelle dell'oscillatore. Se avvenisse il contrario, le distanze *MM* od *mm* sarebbero eguali alla metá della lunghezza d'onda dell'oscillatore. A rigore nessuno dei due casi limiti é rigorosamente realizzato; ma d'ordinario le condizioni sperimentali sono piú prossime alla realizzazione del primo di essi. Perció la posizione dei massimi e dei minimi, mentre é principalmente determinata dalla lunghezza d'onda del risonatore, é solo in piccola misura influenzata da quella dell'oscillatore [1].

All'esperienza delle onde stazionarie si puó dare la nuova forma seguente, utilizzando le onde secondarie dei dielettrici studiate negli ultimi §§ della Parte Prima. Descrivo qui una sola delle molte maniere nelle quali il dielettrico puó essere adoperato.

Si disponga il risonatore *R* (fig. 15) in modo da sottrarlo all'azione delle onde, collocandolo, per esempio, in posizione trasversale, e lo si lasci immobile in un luogo qualunque fra *O* ed *SS*, per esempio a poca distanza dallo specchio *SS*. Ció fatto, si collochi fra l'oscillatore ed il riflettore un cilindro dielettrico, per esempio di

[1] Nils Strindberg, *C. R.* t. CXXII, pag. 1403.

Digitized by Google

vetro grosso 5 c., in modo che l'asse del cilindro sia parallelo ad SS, ed inclinato di circa 45° sulla direzione delle oscillazioni. Appariranno subito, in generale, le scintille nel risonatore R, dovute alle onde secondarie del cilindro, come nell'esperienza 10) del § 19.

Facendo variare la distanza alla quale il cilindro si trova dallo specchio SS, col muoverlo parallelamente a sé stesso in direzione parallela alla retta OA, si osservano delle alternative di oscuritá e di massime scintille nel risonatore, e si riconosce, che i massimi hanno luogo, quando l'asse del cilindro passa pei punti M..... definiti piú sopra, ed i minimi quando l'asse medesimo passa pei punti m....

La spiegazione di questa esperienza non offre difficoltá. Supponiamo dapprima che l'oscillatore produca onde non smorzate, e di periodo eguale al periodo del risonatore. Quando il cilindro dista da SS di un multiplo pari di $\frac{\lambda}{2}$, esso occupa posizioni, nelle quali le onde dirette e le riflesse interferiscono, e perció esso non produce onde secondarie, per cui il risonatore non puó dare scintille. Quando invece il cilindro dista da SS di $\frac{\lambda}{4}$, $\lambda\frac{3}{4}$ ...., esso si trova in luoghi ove le onde dirette e le riflesse si sommano, per cui genera le piú intense onde secondarie, le quali provocano le piú vive scintille nel risonatore.

Questa spiegazione puó valere, anche se si tien conto dello smorzamento delle oscillazioni, e se si suppone, che il risonatore e l'oscillatore abbiano periodi differenti. Basta considerare che, appunto in causa dello smorzamento, le onde dirette e le riflesse non possono produrre interferenze complete, e che per conseguenza il cilindro dielettrico, qualunque sia il luogo che occupa, deve dar origine ad onde secondarie, capaci di eccitare piú o meno il risonatore. Questa eccitazione sará diversamente grande, a seconda della posizione del cilindro, precisamente come

Digitized by Google

se l'oscillatore producesse solamente onde di periodo eguale a quello del risonatore.

Effettivamente, se si ripete piú volte l'esperienza, adoperando sempre lo stesso oscillatore e lo stesso cilindro dielettrico, e cambiando il risonatore, le posizioni dei punti M... ed m..., pei quali deve passare l'asse del cilindro onde produrre i massimi od i minimi d'azione nel risonatore, sono sempre determinate dal valore che ha la lunghezza d'onda di questo.

Questa esperienza é di speciale interesse, in quanto che a primo aspetto potrebbe sembrare, che il cilindro dielettrico fornisse il modo di valutare la lunghezza d'onda dell'oscillatore, anziché quella del risonatore.

22. **Esperienza degli specchi di Fresnel.** — Boltzmann realizzó per primo una esperienza analoga a quella degli specchi di Fresnel [1]. Non avendo questo autore pubblicato alcun dettaglio circa la sua esperienza, non si puó sapere, se sia giunto ad osservare molte frangie d'interferenza, distribuite le une presso le altre, per una data posizione degli specchi. V'é anzi motivo di supporre, che ció non gli sia stato possibile, per la grande lunghezza d'onda adoperata.

Fra l'esperienza di Fresnel, e quella analoga prodotta colle ondulazioni elettriche, corre infatti una differenza grandissima, dal punto di vista pratico. Quando si opera colle onde luminose, si deve cercare di ottenere delle frangie d'interferenza, le cui distanze reciproche sieno molto maggiori della lunghezza d'onda, senza di che queste frangie non si potrebbero discernere. Di qui la necessitá di fare poco minore di 180° l'angolo dei due specchi, e di osservare le frangie a grande distanza dagli specchi medesimi.

[1] *Wied. Ann.*, b. XL, p. 399.

Digitized by Google

Nell'analoga esperienza elettromagnetica, non solo non si presenta la necessitá di frangie assai lontane, ma anzi é da procurare, che le loro distanze reciproche superino di poco la mezza lunghezza d'onda, senza di che non vi é posto che per poche di esse, nel campo comune ai due fasci di radiazioni riflessi dagli specchi. L'angolo di questi dovrá dunque essere alquanto minore di 180°, e il risonatore si collocherá successivamente in vari luoghi

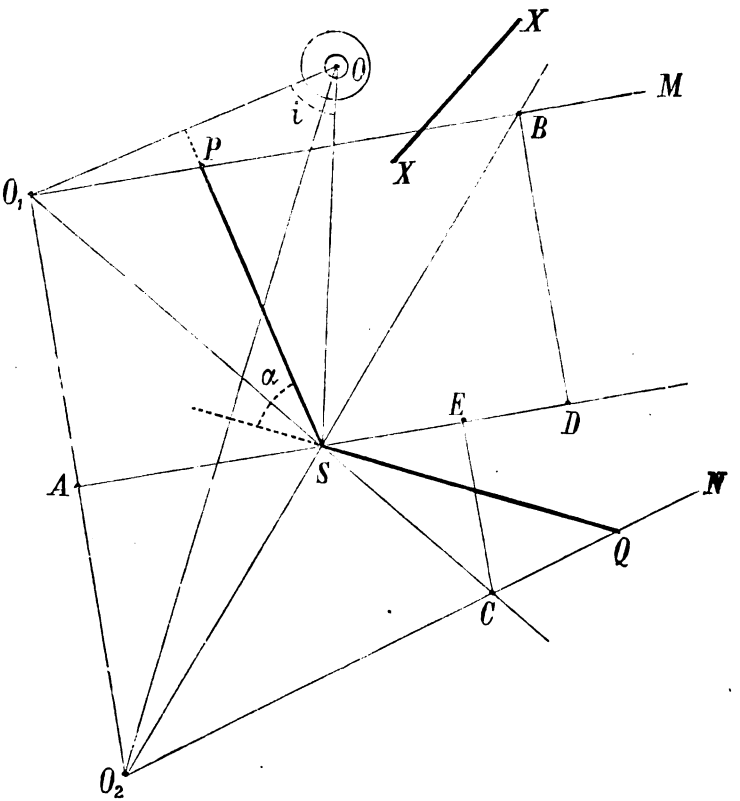

Fig. 16

della regione prossima agli specchi. Sará evidentemente vantaggioso adoperare piccole lunghezze d'onda, e diffatti ho realizzato l'esperienza colle onde lunghe 10,6 c. In *O* (fig. 16) é collocato l'oscillatore II, privo del riflettore

Digitized by Google

parabolico e ad asse verticale. SP ed SQ sono due lastre metalliche verticali, di forma quadrata e di 40 c. di lato. Se O_1 ed O_2 sono le immagini di O fornite dai due specchi, i due fasci interferenti, astrazion fatta dalla diffrazione, sono MO_1S ed SO_2N, e la regione ad essi comune é $MBSCN$ (1). Il fenomeno é simmetrico rispetto al piano verticale passante per SA, essendo A il punto di mezzo di O_1O_2.

Se si chiamano: α l'angolo di PS col prolungamento di QS, i l'angolo d'incidenza di OS sullo specchio PS, $i' = i - \alpha$ quello di OS rispetto allo specchio SQ, a la distanza OS fra la sorgente delle radiazioni O e lo spigolo comune degli specchi, b e b' le larghezze SP ed SQ di questi, con facili considerazioni geometriche (2) si trova:

$$SB = \frac{ab \cos i}{a \operatorname{sen} 2\alpha - b \cos(2\alpha - i)},$$

$$SC = \frac{ab' \cos i'}{a \operatorname{sen} 2\alpha - b' \cos(2\alpha + i')};$$

e siccome gli angoli BSD e CSD sono eguali ad α, si potranno trovare anche i valori di $BD = BS \operatorname{sen} \alpha$, $SD = BS \cos \alpha$, $CE = SC \operatorname{sen} \alpha$, $SE = SC \cos \alpha$. Con ció restano determinate le posizioni dei punti B e C, e per conseguenza resta determinato il campo comune ai due fasci riflessi.

(1) Nel caso speciale della figura parte di questo campo comune, e precisamente CSQ, non é accessibile, e ció per essere $\alpha > 90^\circ - i$. Gli angoli α ed i sono definiti piú oltre.

(2) Si osservi anzitutto che le rette SB, SC danno la direzione dei raggi riflessi sui due specchi, corrispondenti al raggio incidente OS, per cui l'angolo BSC é eguale al doppio dell'angolo degli specchi, cioé a 2α, e gli angoli O_1SA, ASO_2, BSD, DSC, sono tutti eguali ad α. Chiamando β l'angolo BO_1S, si ha dai triangoli PSO_1, BSO_1: $\frac{b}{a} = \frac{\operatorname{sen} \beta}{\operatorname{sen} O_1PS} = \frac{\operatorname{sen} \beta}{\operatorname{sen}(90^\circ - i + \beta)}$, $\frac{SB}{a} = \frac{\operatorname{sen} \beta}{\operatorname{sen} O_1BS} = \frac{\operatorname{sen} \beta}{\operatorname{sen}(180^\circ - 2\alpha + \beta)}$. Eliminando β si trova il valore di SB dato nel testo. Operando in modo simile coi triangoli QSO_2, CSO_2, si giunge al valore di SC.

Digitized by Google

Siccome poi si ha inoltre [1]:

$$O_2B = a + SB,\ O_1B = SB\frac{\operatorname{sen} 2\alpha \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab \operatorname{sen} i}}{b \cos i},$$

cosí si puó calcolare la differenza di cammino che corrisponde al punto B, e quindi conoscere quante frangie d'interferenza si formino lungo BD fra B e D, essendo appunto lungo BD, e sul suo prolungamento dalla parte di D, che é conveniente spostare il risonatore verticale, destinato a mostrare l'esistenza delle frangie.

Nella mia esperienza, che la fig. 16 rappresenta alla scala di $^1/_{10}$, si aveva $OS = a = 50$ c., $i = 65°$, $\alpha = 50°$, $SP = b = 40$ c., $SQ = b' = 40$ c. Con questi valori si trova:

$$\begin{aligned} SB &= 51{,}3 \text{ c.} \\ SC &= 29{,}2 \ » \\ BD &= 39{,}3 \ » \\ SD &= 33 \ » \\ CE &= 22{,}4 \ » \\ SE &= 18{,}8 \ » \\ O_2B &= 101{,}3 \ » \\ O_1B &= 65{,}1 \ » \\ O_2B - O_1B &= 36{,}2 \ ». \end{aligned}$$

Coi risonatori II, pei quali $\lambda = 10{,}6$ c., si ha quindi: $O_2B - O_1B = 3\lambda + 4{,}4$ c. Dunque, spostando un risonatore verticale lungo la retta BD, devono osservarsi in quattro luoghi massime scintille, ed in quattro altri scintille minime o nulle. Queste ultime posizioni del risonatore indicheranno le frangie d'interferenza.

Effettivamente l'esperienza concorda colle previsioni. Messo infatti un risonatore in D, esso mostra vivissime

---

[1] La seconda formola si ricava dal triangolo BSO_1, il quale dá $\frac{O_1B}{SB} = \frac{\operatorname{sen} 2\alpha}{\operatorname{sen} \beta}$. In questa equazione devesi solo introdurre il valore di β dato dalla $\frac{b}{a} = \frac{\operatorname{sen} \beta}{\operatorname{sen}(90° - i + \beta)}$.

Digitized by Google

scintille; ma spostandolo verso B le scintille si affievoliscono grado a grado sino a sparire affatto, dopo di che esse ricompaiono aumentando di splendore. Piú oltre si ottiene una nuova estinzione, seguíta da un secondo massimo, e cosí di seguito. Lungo l'intervallo BD si notano quattro massimi ben distinti, intercalati da minimi, ossia da frangie d'interferenza.

Muovendo il risonatore fra D e lo specchio SQ si trovano un altro massimo e due minimi. Non se ne osservano di piú, stante la disposizione adottata. Infatti lo specchio SQ limita assai il campo comune ai due fasci riflessi, giacché il punto O_1 cade al disopra di SQ. Ne consegue ancora, che le radiazioni riflesse da SP possono riflettersi nuovamente su SQ; ma esse allora non passano su BD, e quindi non disturbano affatto l'esperienza.

Variando le dimensioni degli specchi, il loro angolo e la posizione dell'oscillatore, variano naturalmente di numero, posizione e reciproca distanza, le frangie. Ma, anche facendo uso di risonatori a lunghezza d'onda assai piccola (10,6 c.), é difficile ottenere piú di tre o quattro frangie d'interferenza da ogni parte del piano di simmetria.

Perché, nell'esperienza descritta, le onde emesse dall'oscillatore O non giungano direttamente al risonatore, é bene collocare in opportuna posizione un grande schermo metallico XX.

23. **Altre forme dell'esperienza d'interferenza con due specchi.** — Se i due specchi dell'esperienza di Fresnel si riducono ad essere nello stesso piano, il campo comune ai due fasci riflessi si annulla. Ma se questi fasci si ricevono sopra uno specchio concavo, che li concentri sopra un risonatore, potranno osservarsi in questo dei massimi e dei minimi d'intensitá, spostando uno degli specchi parallelamente a sé stesso. Questa disposizione sperimentale si puó considerare come analoga a quella dell'apparecchio interferenziale di Fizeau, ed ha uno speciale interesse,

Digitized by Google

perché si presta a fornire buone misure di lunghezze d'onda. Essa fu suggerita da Boltzmann a Klemencic e Czermak (1) e messa in pratica anche da Zehnder (2).

Sia O (fig. 17) l'oscillatore munito del suo specchio parabolico S, AB, BC i due specchi piani. Le radiazioni si riflettono secondo AD, BE, CF verso lo specchio S' del risonatore R. Se uno degli specchi BC viene portato per esempio in B_1 C_1, il fascio riflesso da questo specchio arriva in R con fase diversa da quella del fascio riflesso da AB, e se la differenza di cammino fra i due fasci diventa eguale ad un multiplo dispari di $\frac{\lambda}{2}$, il risonatore R cessa di scintillare.

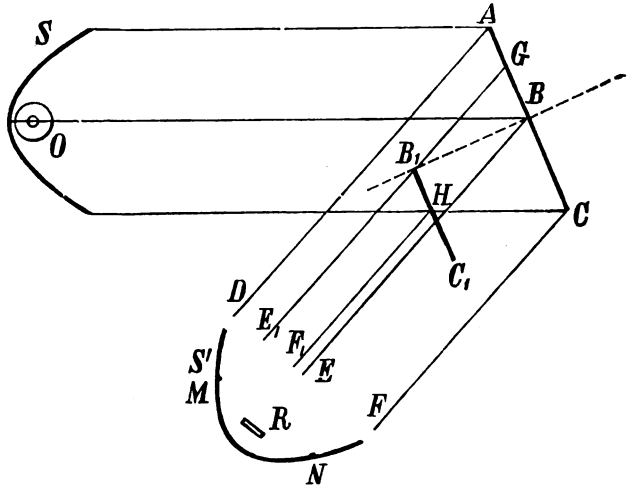

Fig. 17

Per effettuare delle misure di lunghezze d'onda bisogna peró tener conto di due circostanze, che tendono ad alterare i risultati.

(1) *Wien. Sitz. Ber.* CI abth. *a*), pag. 935.
(2) *Wied. Ann.* 1893, b. XLIX, p. 549.

Digitized by Google

La prima si é, che non é possibile rendere minore di un certo limite l'angolo d'incidenza sui due specchi, in causa dello spazio, che necessariamente occupano i riflettori parabolici dell'oscillatore e del risonatore. Occorre dunque tener conto del valore, che ha l'angolo d'incidenza, nel calcolare la differenza di cammino dei due fasci che interferiscono, mentre invece, a quanto mi consta, si é fin quí considerato come nullo quell'angolo d'incidenza. Se si indica con s lo spostamento dato ad uno degli specchi in direzione perpendicolare al suo piano, e con i l'angolo d'incidenza, é facile vedere che la differenza di cammino Δ é data da

$$\Delta = 2s \cos i.$$

L'angolo i si potrá calcolare, per esempio, in base alla misura dei tre lati del triangolo OBR, il cui angolo in B vale $2i$.

La seconda circostanza degna di rimarco é la seguente. In causa dello spostamento d'uno degli specchi, il fascio riflesso complessivo, che prima era $ACFD$, diventa piú ristretto, giacché solo le porzioni AG, B_1H dei due specchi sono ora efficaci. Ció non produce inconveniente di sorta se, come nella figura, lo specchio concavo S' del risonatore é abbastanza ampio da contenere, tanto prima che dopo lo spostamento di BC, l'intero fascio riflesso, e se, ció che piú difficilmente si potrá ammettere, lo stesso riflettore é di forma perfetta. Ma in pratica accadrá che, onde attenuare la diffrazione, gli specchi piani saranno alquanto larghi, ed il riflettore del risonatore avrá una larghezza MN minore di quella del fascio, da essi riflesso. In tal caso se, prima di muovere BC, il riflettore MN riceveva due fasci riflessi eguali, dopo lo spostamento esso riceverá assai piú del fascio riflesso da BC che di quello riflesso da AB. Invece di osservare delle complete estinzioni del risonatore R, non si avranno che minimi di scintille, i quali tenderanno anzi a sparire.

Digitized by Google

Quest'ultimo inconveniente é quasi soppresso nella seguente nuova disposizione sperimentale.

S'immagini che, nella fig. 18, AB rappresenti una lastra verticale di vetro. Una tal lastra, ad onta della sua piccola grossezza, riflette abbastanza fortemente (v. § 29) le radiazioni verso il risonatore R. Al di dietro della AB si ponga una seconda lastra di vetro CD, parallela alla prima, e mobile nella direzione perpendicolare ad entrambe.

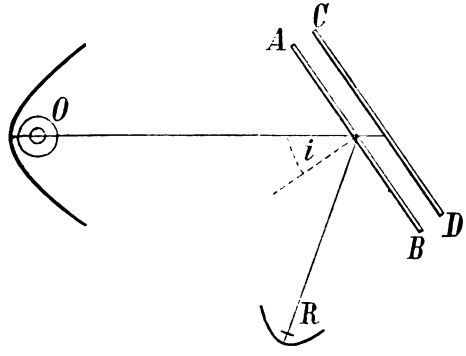

Fig. 18

Anche la seconda lastra rifletterá verso R delle radiazioni, e precisamente parte di quelle che hanno attraversato la prima lastra.

Se si allontana la seconda lastra di vetro dalla lastra fissa, a partire dal contatto, si veggono diminuire di vivacitá le scintille nel risonatore sino a sparire affatto, dopo di che, se si continua lo spostamento della lastra mobile, esse ricompaiono, aumentando sino ad un massimo, per poi scemare di nuovo, e cosí di seguito. Il primo minimo é nettissimo, il secondo lo é meno, e meno ancora il terzo, mentre i successivi si riconoscono a stento.

É chiaro, che un minimo ha luogo, allorché la lastra mobile é in posizione tale, che le onde da essa riflesse interferiscano con quelle riflesse dalla lastra fissa, per cui lo spostamento da darsi alla lastra mobile per passare dal primo al secondo minimo sará tale, da allungare di una lunghezza d'onda la via percorsa dalle onde, che su di essa si riflettono.

Infatti, in una esperienza in cui era $i = 45°$, eseguita con un risonatore di 10,6 c. di lunghezza d'onda, lo spo-

Digitized by Google

stamento s necessario per passare dal primo al secondo minimo si trovó essere 7,5 c. Ora, dalla formola $\Delta = 2s \cos i$ si ricava $\Delta = 10,61$, valore che coincide sensibilmente con quello della lunghezza d'onda del risonatore adoperato.

Nella descritta esperienza si osserva una particolaritá degna di nota, e cioé, che lo spostamento da darsi alla lastra mobile, a partire dal contatto colla lastra fissa, per produrre il primo minimo, é assai minore della metá di 7,5 c. Nella mia esperienza quello spostamento era di 2,4 c. circa. Ció, in parte almeno, si deve alla circostanza, che le onde, che si riflettono sulla lastra mobile, devono attraversare due volte la lastra fissa prima di giungere al risonatore. Ma gli altri minimi corrispondono a successivi spostamenti di 7,5 c. della lastra mobile, mentre i massimi intermedi corrispondono a spostamenti successivi di $\frac{7,5}{2}, \frac{3}{2} \cdot 7,5 \ldots$

Un'altra disposizione sperimentale, che a mio parere é la migliore, e che ho ideata per rendere piú facili e sicure le misure, é quella rappresentata dalla fig. 19.

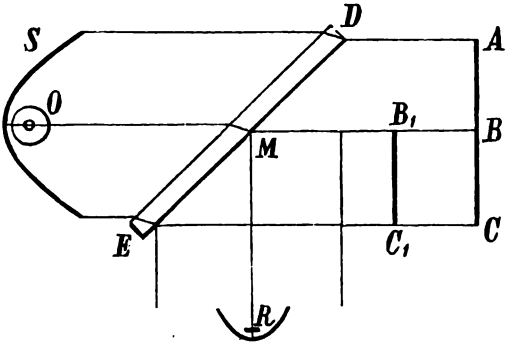

Fig. 19

I due specchi metallici AB, BC sono posti in modo da ricevere normalmente le radiazioni emesse dall'oscillatore O, munito del suo riflettore parabolico S. Peró le radiazioni stesse, prima di giungere ai due specchi, devono attraversare una lastra inclinata di zolfo DE (grossa quattro o cinque centimetri) o meglio di vetro (grossa

Digitized by Google

8 o 10 mm.). Dopo la riflessione sui due specchi piani le radiazioni stesse incontrano di nuovo la lastra dielettrica, che in parte le riflette verso il risonatore *R*. Benché vi siano naturalmente delle notevoli perdite d'intensitá, dovute alla presenza della lastra dielettrica, la quale non trasmette e non riflette che in parte le radiazioni, pure l'effetto sul risonatore é abbastanza forte, perché si possano fare delle buone misure.

Spostando uno degli specchi, per esempio *BC*, sino in B_1C_1, le scintille spariscono dal risonatore, se BB_1 é un multiplo dispari di $\frac{\lambda}{4}$, giacché la differenza di cammino fra i due fasci, che si concentrano sul risonatore, é evidentemente eguale a $2 \, . \, BB_1$.

Cogli apparecchi II ho potuto osservare parecchi massimi e minimi alternativi spostando *BC* verso *M*. I primi quattro minimi sono nettissimi; il quinto lo é meno, e meno ancora il sesto. Il settimo poi é incerto.

Ció dimostra che ogni scarica oscillante delle due sfere dell'oscillatore ha una durata tale, da contenere almeno sei oscillazioni complete col periodo proprio al risonatore (v. § 4).

Perché la disposizione sperimentale della fig. 19 dia buoni risultati, occorre siano soddisfatte queste tre condizioni: 1.° che il risonatore *R* non risenta nessun effetto diretto per parte dell'oscillatore *O*; 2.° che non sia apprezzabile l'azione sul risonatore medesimo delle onde secondarie prodotte dal dielettrico *DE* o, eventualmente, dagli specchi *AB*, *BC*; 3.° che i due fasci di radiazioni provenienti da questi specchi giungano al risonatore in modo, da produrvi separatamente effetti eguali.

Per soddisfare alla prima condizione bisogna che uno dei due apparecchi *O* ed *R* sia alquanto lontano da *DE*. Meglio ancora sará se, oltre a ció, l'angolo d'incidenza delle radiazioni sulla lastra *DE* avrá un valore, non di 45° come nella figura, ma maggiore. Infatti, il risonatore si

Digitized by Google

troverá allora rivolto piú dalla parte dei due specchi, che verso quella dell' oscillatore.

La seconda condizione é d' ordinario soddisfatta, a meno che la lastra dielettrica non sia eccessivamente vicina al risonatore, e i due specchi non siano eccessivamente vicini alla lastra dielettrica.

Quanto alla terza, essa sará soddisfatta, se si sceglie con cura la posizione del risonatore e l' orientazione sua. Si raggiunge agevolmente lo scopo, se DE é di vetro, giacché, illuminando le due lastre AB e B_1C_1, e mettendo sul prolungamento di RM un fondo oscuro, sará facile trovare una posizione, che sia in linea retta colle imagini virtuali di B e B_1 date dal vetro. Il risonatore si collocherá in quella posizione, dirigendo il suo asse di rotazione verso quelle due imagini. Ad ogni modo si dovrá sempre verificare, se il risonatore mostra scintille sensibilmente di eguale vivacitá, allorché o solo lo specchio AB, o solo lo specchio BC é in posto, mentre l' altro specchio é allontanato. Se per caso apparisse una differenza di effetti, essa si dovrá far sparire, spostando il risonatore lateralmente e nel senso opportuno.

21. **Misura delle lunghezze d' onda dei risonatori, e degli indici di rifrazione.** — Sia colla disposizione della fig. 19 che con quella della fig. 17 (tenuto conto in tal caso dell' incidenza i colla formola $\Delta = 2s\cos i$), ho misurato le lunghezze d' onda proprie dei miei risonatori. Ripetendo più volte una stessa misura si trovano, fra i valori numerici ottenuti, differenze minori di quelle che si trovano misurando le lunghezze d' onda col metodo usuale, cioé ricorrendo all' esperienza delle onde stazionarie (§ 21).

Ponendo una lastra dielettrica a faccie parallele sopra uno dei due specchi piani e spostando l' altro specchio, si puó valutare lo spessore d' aria, che corrisponde a quello della lastra, e trovare cosí l' indice di rifrazione di questa.

Digitized by Google

Anche qui ho rtrovato che, ripetendo le misure con una stessa lastra, si hanno numeri meno differenti fra loro, che non quelli ottenuti facendo piú volte la misura dell'indice per mezzo di un prisma. Perció é bene adottare questo metodo d'interferenza anche per le misure d'indici.

Puó nascere qualche incertezza nella misura, in quanto che uno spostamento ulteriore dello specchio *BC* produce altri massimi e minimi successivi; ma in pratica si riconosce, se le due vie percorse dai fasci interferenti si equivalgano, dalla maggior vivacitá che hanno allora le scintille nel risonatore, e d'altra parte ogni incertezza sparisce, se si é fatta in precedenza qualche grossolana determinazione dell'indice di rifrazione col metodo del prisma.

Ho adoperato appunto il metodo d'interferenza qui descritto per misurare l'indice di rifrazione della paraffina e dello zolfo. Per compensare l'effetto d'una lastra di paraffina grossa 4,2 c. posta sopra uno degli specchi, bisognava allontanare l'altro di 1,8 c. Ne consegue che 4,2 c. di paraffina equivalgono a $4,2 + 1,8 = 6$ c. di aria. La lunghezza d'onda λ_1 nella paraffina sará dunque $\lambda_1 = \frac{4,2}{6}\lambda$, essendo λ quella nell'aria, e l'indice di rifrazione sará $\frac{\lambda}{\lambda_1} = n = \frac{6}{4,2} = 1,43$. Analogamente trovai per lo zolfo $n = 1,87$ [1].

A rigore bisognerebbe tener conto della riflessione che avviene sulla prima faccia della lastra dielettrica, come pure delle successive riflessioni interne sulle due faccie di essa; ma sembra che il trascurare queste riflessioni non conduca ad errori gravi, tanto piú se si tiene conto del forte smorzamento delle oscillazioni, e del piccolo numero che di esse si producono per ogni scintilla

[1] La media dei valori trovati da Schrauf (*Wien. Ak. Ber.* 41, p. 769) per l'indice di rifrazione dello zolfo rispetto alla riga *B* di Fraunhöfer é 2,06. Il valore qui trovato é minore, come era a prevedersi.

Digitized by Google

dell' oscillatore, giacché, in causa di tutto ció, i raggi riflessi piú volte entro il dielettrico non possono interferire coi raggi riflessi da quello dei due specchi piani, contro il quale non é posta la lastra.

Tuttavia il sig. O. Wiedeburg [1], che recentemente, adottando i miei apparecchi e la stessa mia disposizione sperimentale della fig. 19, ha ripetuto esperienze simili, ha cercato di tener conto anche delle riflessioni multiple, ed ha ottenuto per la sua paraffina, e per un vetro da specchi, rispettivamente 1,418, e 2,63, come valori del l' indice di rifrazione.

25. **Interferenza con un solo specchio.** — L' esperienza delle onde stazionarie (§ 21) risponde a questo titolo. Ma l' esperienza, che ora intendo descrivere, é invece l' analoga di quella, colla quale Fresnel ottenne le frangie d' interferenza, facendo riflettere parte delle radiazioni emanate da una sorgente luminosa lineare, sopra uno specchio ad essa parallelo e sotto grandissima incidenza, e facendo interferire questa luce riflessa colla luce proveniente direttamente dalla stessa sorgente. L' esperienza di Hertz é un caso particolare di quella qui descritta, e precisamente é il caso, in cui l' incidenza é nulla.

In O (fig. 20) é collocato l' oscillatore verticale II senza specchio parabolico, ed in SS' una lastra di rame verticale, la cui lunghezza é 306 c. e l' altezza 44 c. Il risonatore verticale R, privo di riflettore parabolico, o munito di un riflettore strettissimo, che puó consistere in una semplice striscia di rame (§ 10), puó spostarsi lungo una retta BR perpendicolare allo specchio, e riceve tanto le radiazioni, che arrivano direttamente da O, quanto quelle riflesse da SS', e virtualmente provenienti da un punto O' simmetrico ad O rispetto ad SS'.

---

[1] *Wied. Ann.* 1896, n.° 11, p. 497.

Digitized by Google

Se si misurano, la distanza $OA = a$ fra lo specchio e l'oscillatore, la distanza $AB = b$ fra questo e la retta BR, e la distanza $BR = c$ fra il risonatore e lo specchio, la differenza di cammino Δ delle onde che interferiscono in R sará data da

$$\Delta = \sqrt{b^2 + (a + c)^2} - \sqrt{b^2 + (c - a)^2},$$

da cui

$$c = \frac{\Delta}{2} \sqrt{\frac{4a^2 + 4b^2 - \Delta^2}{4a^2 - \Delta^2}}.$$

Si potranno dunque calcolare le posizioni del risonatore, che corrispondono a differenze di cammino Δ eguali a $0, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3\lambda}{2}$ ecc., essendo nel caso attuale $\lambda = 10.6$ c.

Come nella esperienza ottica di Fresnel, si trovano i minimi nei punti, pei quali Δ é eguale ad un numero intero di lunghezze d'onda, ed i massimi nei punti pei quali Δ vale un numero dispari di semionde. Anche per le onde elettriche si verifica dunque una variazione di fase di mezz'onda nella riflessione, ció che del resto risulta anche dalla esperienza di Hertz. In altri termini, le frangie di interferenza, il cui mezzo é in B, sono frangie a centro nero. Presso B diffatti il risonatore non dá scintille, mentre dá un primo massimo di effetto in un punto tale, che la differenza fra le sue distanze da O ed O' é di mezz'onda.

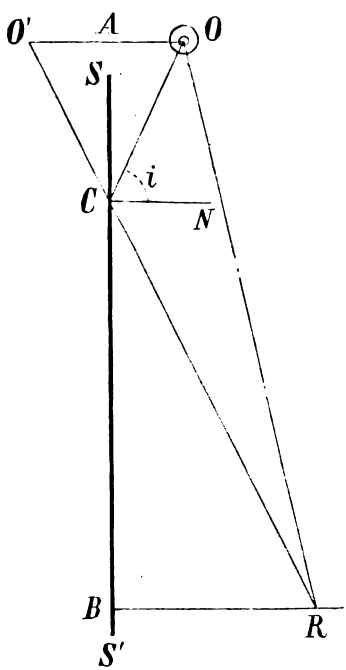

Fig. 20

Digitized by Google

Nell' esperienza da me effettuata, i luoghi di massimo e di minimo si trovarono sensibilmente alle distanze calcolate. Cosí, per esempio, con $a = 42{,}4$ c., $b = 300$ c., si aveva il primo massimo per $c = 19$ c. circa, il secondo minimo per $c = 38$ c. ecc.

Nell' esperienza ottica di Fresnel l' angolo d' incidenza delle radiazioni sullo specchio é necessariamente poco minore di 90°, e quindi certamente maggiore della incidenza principale. Perció l' esperienza stessa dá sempre lo stesso risultato, sia che si adoperi luce naturale, sia che si adoperi luce polarizzata in un azimut qualunque. Se fosse possibile vedere ancora distinte le frangie d' interferenza con un angolo d' incidenza minore dell' incidenza di polarizzazione, il fenomeno cambierebbe. Si dovrebbero infatti ottenere in tal caso delle frangie a centro nero con luce polarizzata nel piano d' incidenza, e frangie complementari alle precedenti, e cioé a centro luminoso, con luce polarizzata perpendicolarmente al piano d' incidenza.

Questa esperienza si puó peró effettuare colle radiazioni elettriche, e dá precisamente il risultato previsto.

Basta perció disporre orizzontalmente tanto l' oscillatore O che il risonatore R. Si trova allora che in vicinanza di B il risonatore dá vivaci scintille, presenta un minimo ad una certa distanza dallo specchio, poi un secondo massimo piú lungi ecc. Press' a poco (ma non esattamente come si vedrá) i massimi e minimi del caso attuale occupano rispettivamente il luogo dei minimi e dei massimi, che si osservarono con oscillazioni verticali.

Per le dimensioni degli apparecchi, e le distanze relativamente piccole alle quali essi devono porsi onde avere effetti visibili, succede diffatti, che l' angolo d' incidenza i delle radiazioni riflesse, che giungono al risonatore, é quasi sempre minore dell' incidenza principale. Infatti i si può calcolare con

$$\operatorname{tang} i = \frac{b}{a + c},$$

Digitized by Google

e cosí si puó verificare, che, salvo in qualche caso per punti vicinissimi a B, l'angolo i é sempre minore di 81°, che é il valore approssimativo trovato piú avanti per l'incidenza principale relativamente al rame.

É necessario rimarcare bene l'opposizione di effetti che si hanno presso B, secondo che le vibrazioni dell'oscillatore sono verticali o orizzontali. Nel primo caso presso B le vibrazioni si estinguono, e nel secondo si sommano. Si vedrá piú oltre come questo fenomeno d'interferenza puó trarre in inganno, allorché si studia la riflessione delle onde elettriche sui metalli.

Anche una esperienza singolare, descritta da Hagenbach e Zehnder [1], puó essere ora spiegata. Secondo quella esperienza, una lastra metallica posta fra oscillatore e risonatore, muniti dei loro specchi parabolici ed affacciati, estingue le scintille nel risonatore, non solo quando é posta perpendicolarmente alla direzione, in cui si propagano le radiazioni, ma anche quando è collocata in modo da essere parallela a quella direzione, e in pari tempo parallela all'oscillatore. Questa estinzione evidentemente ha luogo in causa della interferenza fra le radiazioni, che direttamente colpiscono il risonatore, e quelle che lo raggiungono dopo essersi riflesse sulla lamina metallica. Puó sembrare a prima giunta che questa riflessione non debba prodursi essendo le radiazioni parallele alla lastra; ma esse non possono considerarsi come rigorosamente tali, sia per la diffrazione, sia per la non perfetta forma parabolica dello specchio annesso all'oscillatore.

Si prevede poi, che nell'esperienza di Hagenbach e Zehnder il risultato sarebbe differente, se la lastra metallica, pur rimanendo parallela alla direzione di propagazione, venisse collocata perpendicolarmente all'oscillatore. Infatti in tal caso le radiazioni riflesse si sommerebbero a quelle dirette, ed il risonatore mostrerebbe vive scintille.

---

(1) *Wied. Ann.* 6, XLIII, pag. 610.

Digitized by Google

Col valore numerico adottato per b, e cioé $b = 300$ c., occorre far uso di risonatori estremamente sensibili, onde l'esperienza sia possibile. Ma basta munire l'oscillatore del suo riflettore parabolico, onde avere effetti notevolissimi anche con risonatori mediocri. Sia per imperfezioni inevitabili nella forma del riflettore parabolico, sia sopratutto per la diffrazione, accade che le radiazioni emesse non costituiscono esattamente un fascio parallelo e perció esse possono in parte riflettersi benissimo sulla lastra SS', e dopo riflesse raggiungere il risonatore.

Si é detto, che i massimi ed i minimi osservati con oscillazioni orizzontali non occupano esattamente i luoghi dei minimi e dei massimi osservati con oscillazioni verticali. La ragione si é che, a seconda del punto della retta BR occupato dal risonatore R, il valore di i é differente, e differente perció é pure il ritardo prodotto dalla riflessione sulle vibrazioni parallele al piano d'incidenza. Questo ritardo infatti cresce da 0 a $\frac{\lambda}{2}$, allorché i cresce da 0° a 90°, passando pel valore $\frac{\lambda}{4}$ allorché i é eguale sensibilmente all'incidenza principale.

L'aversi rilevato sperimentalmente questa non coincidenza, é dunque una riprova dell'essere diversa, alle varie incidenze, la differenza di fase che per riflessione si stabilisce fra le vibrazioni parallele e perpendicolari al piano d'incidenza.

26. **Esperienza del biprisma.** — Per realizzare, colle vibrazioni elettriche, un'esperienza analoga a quella ottica del biprisma, s'incontrano difficoltá simili a quelle rammentate nel caso degli specchi di Fresnel. Senza riportare le formole ed i calcoli che mi nanno guidato, descriveró il biprisma che ho costruito, e l'esperienza con esso realizzata.

Il biprisma é un blocco prismatico di solfo, ottenuto per fusione in uno stampo scomponibile di legno foderato

Digitized by Google

con carta, avente la forma di prisma a base triangolare ABC, (vedi la fig. 21 che rappresenta la disposizione della mia esperienza alla scala di $^1/_{20}$). Il lato maggiore AB del triangolo ABC, che é isoscele, é lungo 70 c., mentre gli angoli A e B valgono 27°. L'altezza CD risulta quindi di circa 13,83 c. Il biprisma é alto 27 c.

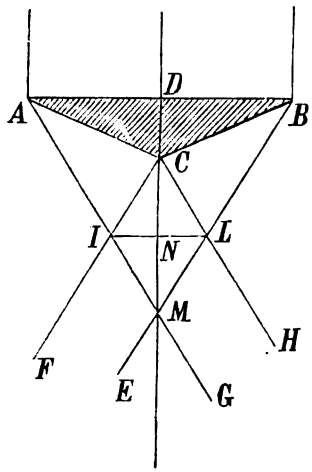

Fig. 21

Il fascio di radiazioni, che sul biprisma manda l'oscillatore II munito del suo specchio parabolico, si rifrange attraverso al biprisma, dividendosi in due fasci $FCBE$, $GACH$, che hanno in comune la regione $ICLM$, la cui base ha naturalmente la forma di rombo. Le semidiagonali NL, NC del rombo risultano eguali rispettivamente a 12,1 c. e 20,1 c. circa, assumendo $n = 1{,}87$ come indice di rifrazione dello zolfo per le radiazioni aventi 10,6 c. di lunghezza d'onda.

E nei vari punti di IL, e cioé sopra una retta che dista circa 12 c. da C, che si collocherá successivamente il risonatore (senza riflettore parabolico) per rendere palesi le frangie d'interferenza. In N deve osservarsi, e si osserva diffatti facendo l'esperienza, un massimo di effetto; ad una certa distanza, da una parte e dall'altra di N, il risonatore si spegne. Piú lungi ancora da N si ha un nuovo massimo.

Se, mentre il risonatore é nella posizione del minimo, cioé ove esso resta privo di scintille, si copre ad intervalli, mediante una lastra metallica, o la metá AD o la metá BD della faccia grande del biprisma, le scintille ricompaiono, ogni volta che la lastra intercetta uno dei fasci interferenti. Questa esperienza riesce oltremodo persuasiva, almeno stando al giudizio di tutti quelli ai quali l'ho mostrata.

Digitized by Google

CAPITOLO II

Interferenze colle lamine sottili.

---

27. **Esperienze anteriori.** — Fenomeni analoghi a quelli ottici delle lamine sottili non erano stati ottenuti ancora in modo netto e deciso colle ondulazioni elettriche. Soltanto Trouton [1] aveva osservato che, mentre una lamina di paraffina di due centimetri di spessore non rifletteva sensibilmente le radiazioni elettriche (la cui lunghezza d'onda era di 66 c.), una grossa 13 c. dava una riflessione notevole. Secondo questo Autore, assumendo 1,51 come indice di rifrazione della sua paraffina, per la lamina grossa 13 c. la radiazione riflessa internamente sulla seconda faccia della lamina subiva, sotto l'incidenza di 55° alla quale operava, un ritardo di mezzo periodo, rispetto alla radiazione riflessa sulla prima, per cui, tenuto conto del ritardo che si produce in una delle riflessioni, si stabiliva un perfetto accordo di fase fra le due radiazioni riflesse.

Invece, nel caso della lamina di 2 c. doveva aversi una parziale interferenza, e prodursi cosí un fenomeno

---

[1] *Nature*, t. XL, pag. 398 (1889).

Digitized by Google

analogo a quello ben noto della macchia nera al centro degli anelli di Newton.

Ammesso tutto ció era da credersi, che una lamina grossa 26 c. non avrebbe data riflessione sensibile; ma invece la riflessione ebbe luogo.

Il Trouton pensó allora, che il valore 1,51 dell'indice, che altro non era che la radice del valore ammesso per la costante dielettrica di questa sostanza, non fosse esatto, e cercó determinarlo direttamente, arrivando cosí ad un altro valore, e cioé 1,8. Lamine di paraffina, di spessore calcolato in base a questo nuovo indice di rifrazione, non diedero però gli effetti, che se ne attendevano.

Non mi consta che da altri si siano finora realizzati i fenomeni delle lamine sottili colle radiazioni di Hertz. Coi miei apparecchi i fenomeni stessi riescono benissimo, rimanendo anche in questo caso confermata la piú completa analogia fra i fenomeni ottici e quelli provocati dalle onde elettromagnetiche.

28. **Grossezza delle lamine adoperate.** — Ho costruito lamine di paraffina e di zolfo di spessore tale, che sotto un angolo d'incidenza di 45° esse producessero una differenza di cammino di $\frac{\lambda}{2}$ o di λ fra i raggi riflessi dalle loro due faccie. Questa differenza di cammino Δ si calcola colla formola:

$$\Delta = 2a\sqrt{n^2 - \operatorname{sen}^2 i},$$

ove a é lo spessore della lamina, n il suo indice di rifrazione, ed i l'angolo d'incidenza scelto, nel mio caso 45°.

Siccome adoperai gli apparecchi II, pei quali si ha $\lambda = 10{,}6$ c., cosí calcolai i valori di a che davano $\Delta = 5{,}3$ c. e $\Delta = 10{,}6$., assumendo per indici di rifrazione della paraffina e dello zolfo i valori 1,43 ed 1,87 determinati direttamente (§ 24 e § 15).

Digitized by Google

Le lamine capaci di generare una differenza di cammino di mezz' onda, riescirono grosse all' incirca 2,1 c. quella di paraffina e 1,5 c. quella di zolfo.

Le lamine capaci di produrre una differenza di cammino eguale a λ ebbero naturalmente doppio spessore, e cioé circa 4,2 c. quella di paraffina e 3 c. quella di zolfo. Chiameró ordinatamente P_1, S_1, P_2, S_2 le quattro lamine, le quali sono rettangolari, lunghe 50 c. e larghe 25 c.

La differenza di cammino fra il raggio trasmesso direttamente da una lamina, e quello che ne esce dopo due riflessioni interne, ha lo stesso valore Δ. E siccome nelle esperienze ottiche, in causa del cambiamento di segno che si produce, quando la riflessione ha luogo sopra la superficie d' un corpo piú rifrangente di quello, nel quale si muove il raggio incidente, i massimi e minimi d' intensitá della luce riflessa hanno luogo insieme ai minimi ed ai massimi della luce trasmessa, cosí le lamine P_1, S_1 dovranno dare massima riflessione e minima trasmissione, mentre le lamine P_2, S_2 dovranno dare riflessione nulla e trasmissione massima. Le esperienze seguenti confermano pienamente le previsioni.

29. **Esperienze d' interferenza colle lamine sottili.** — Per queste esperienze, come pure per quelle destinate allo studio della riflessione e della rifrazione che saranno descritte piú oltre, torna comodo far uso del sostegno, che si vede nella fig. 3 fra l' oscillatore ed il risonatore. Esso é formato da una tavoletta PQ, che si puó fissare sul banco MN, e dalla quale sorgono tre colonnette, che reggono un disco di legno R, sul quale ne é collocato un secondo S mobile a piacere intorno all' asse di figura comune ai due dischi. Il contorno del disco superiore S é graduato, e per tal modo si puó inclinare d' un angolo noto il corpo (che nel caso attuale sará una delle lamine di paraffina e di zolfo) collocato sopra il disco S, sulla direzione delle radiazioni, che emanano dall' oscillatore. Infine,

Digitized by Google

un lungo braccio TU, mobile intorno ad un asse verticale, che é sul prolungamento di quello del disco S, porta il risonatore. Questo braccio puó girare, a partire da una direzione parallela alle radiazioni, sino ad una perpendicolare. Una graduazione da 0° a 90° tracciata sulla tavoletta PQ fa conoscere la sua inclinazione.

Per l' esperienza attuale il braccio mobile TU é messo in corrispondenza allo 0°, quando si vuol ricevere la radiazione trasmessa dalla lamina, ed a 90°, quando si vuol ricevere nel risonatore la radiazione riflessa. La lamina é collocata verticalmente sul disco S, col suo lato maggiore orizzontale, e col suo piano a 45° colle radiazioni incidenti.

a) *Lamine sottili, per riflessione.* — La radiazione riflessa dalle lamine P_1 ed S_1 é assai intensa, mentre le lamine P_2 ed S_2 non provocano che piccolissime scintille nel risonatore, quando questo sia estremamente sensibile. Lamine di paraffina o di zolfo assai piú sottili di P_1 ed S_1 non danno quasi affatto riflessione, ció che corrisponde al fenomeno ottico della macchia nera. Peró ho riconosciuto, che una lastra di cristallo da specchio di 6 o 7 millimetri di spessore produce una riflessione assai notevole, ció che certamente dipende, almeno in parte, dall' avere questo corpo un indice di rifrazione assai elevato, e dallo assorbimento che esso produce (§ 37).

Infine se, mentre é in posto una delle lamine P_2 od S_2, si colloca dietro ad essa o la lamina P_1 o la S_1, si ha l' effetto stesso, che darebbe una lamina intera di spessore eguale alla somma dei due spessori. Una tal lamina, grossa 6,3 c. nel caso della paraffina, e 4,5 c. nel caso dello zolfo, riflette abbondantemente le radiazioni, come fa la lastra P_1 o la S_1 da sola. Nel caso della lamina $P_1 + P_2$, oppure $S_1 + S_2$, lo spessore complessivo é tale, che il ritardo del raggio riflesso sulla seconda superficie, rispetto a quello riflesso sulla prima, é d' una onda e mezza. Si vede cosí che, tenuto conto del cambiamento di segno alla prima riflessione, i due raggi riflessi hanno fase concordante.

Digitized by Google

Una particolaritá interessante risulta da questa esperienza, ed é che se, mentre la lamina S_2, per esempio, é in posto, si colloca dietro ad essa la S_1, e la si accosta poco a poco, le scintille nel risonatore compaiono, assai prima che le due lamine arrivino a toccarsi, ed aumentano via via d'intensitá, mano a mano che si diminuisce la distanza fra le due lastre. Quando sono abbastanza vicine, esse si comportano quindi, come se formassero una lastra unica continua.

Un'osservazione analoga si fará piú oltre (§ 47) a proposito delle esperienze coi prismi a riflessione totale.

b) *Lamine sottili, per trasmissione.* — Ricevendo nel risonatore la radiazione trasmessa, si verifica pure un perfetto parallelismo col fenomeno ottico corrispondente. Infatti, colle lamine P_1, S_1 si hanno nel risonatore scintille assai piú deboli che colle P_2, S_2. Anzi l'intensitá della radiazione ricevuta dal risonatore, misurata col metodo *b*) del § 9, cioé misurando l'angolo del quale deve farsi girare il risonatore intorno al proprio asse di rotazione onde spegnere le sue scintille, resta sensibilmente la stessa sopprimendo la lamina P_2 od S_2.

Colla lamina P_1 o S_1 l'intensitá della radiazione, che giunge al risonatore, é invece sensibilmente minore, di quello che é sopprimendo la lastra, e ció specialmente nel caso della lastra di zolfo.

Nel caso del corrispondente fenomeno ottico, l'ampiezza della radiazione trasmessa é ridotta, da una lamina di indice n e di spessore tale da produrre il ritardo $\frac{\lambda}{2}$, nel rapporto da 1 a $\frac{2n}{1+n^2}$. Per la paraffina la riduzione d'ampiezza sarebbe da 1 a 0,94 e per lo zolfo da 1 a 0,83. Questo numero concorda abbastanza con quello, che si deduce dalle esperienze. Trovai infatti che, per estinguere la scintilla nel risonatore senza lastra interposta, occorreva una rotazione di 40°, mentre bastava una di 27°,

Digitized by Google

allorché era collocata al suo posto la lastra S_1. Il rapporto $\frac{\cos 40^\circ}{\cos 27^\circ}$, che é quello delle ampiezze nei due casi, vale 0,85, numero poco differente dal valore calcolato 0,83.

c) *Lamina sottile fra mezzi diversi.* — É noto che, quando una lamina sottile é compresa fra due mezzi trasparenti, uno dei quali abbia l'indice minore e l'altro maggiore di quello della lamina, il fenomeno ottico é invertito. Si osservano, per esempio, anelli di riflessione a centro bianco anziché anelli a centro nero. Una lamina di paraffina posta fra aria e zolfo deve dare, e dá diffatti, fenomeni inversi a quelli che dá, quando é circondata dall'aria.

Cosí se, mentre si riceve nel risonatore la radiazione riflessa dalla lastra P_1, si colloca dietro di essa una lastra di zolfo, le scintille nel risonatore, che prima erano vivaci, scemano grandemente o spariscono.

Invece, se, dopo aver constatato la minima o nulla riflessione che produce la lamina P_2, si colloca al di dietro di essa una lastra di zolfo, subito si veggono apparire scintille assai vive nel risonatore.

Si possono fare altre esperienze colle lamine sottili, le quali riescono sempre conformemente alla previsione basata sull'analogia ottica, ma quelle quí descritte mi sembrano sufficienti.

Digitized by Google

CAPITOLO III

Fenomeni di diffrazione.

30. **Disposizione generale delle esperienze.** — Ho potuto riprodurre, per mezzo delle onde elettriche, i principali fenomeni di diffrazione, sia adoperando gli apparecchi II ($\lambda = 10{,}6$ c.), sia adoperando gli apparecchi III ($\lambda = 20$ c.). Descriveró le esperienze eseguite cogli apparecchi piú piccoli.

É nota la spiegazione elementare, che si dá dei fenomeni di diffrazione, ricorrendo alla cosí detta graduazione dell'onda. Nelle mie esperienze ho cercato di realizzare appunto la divisione di un'onda in elementi, al fine di potere operare diversamente su questi a norma della esperienza da eseguire. La forma dell'oscillatore e del risonatore suggerisce naturalmente di considerare il caso di un'onda cilindrica, caso che é in pari tempo uno dei piú semplici. Ho quindi cominciato col preparare un tracciato grafico rappresentante una sezione trasversale dell'onda cilindrica, e su questo tracciato ho poi collocati, diversamente nei vari casi, i necessari diaframmi.

Sopra un gran foglio di carta steso sopra un tavolo ho segnato due punti O ed R, lontani 140 c. fra loro (fig. 22, scala $^1/_{20}$), ed un arco di cerchio FAF' di 75 c.

Digitized by Google

di raggio col centro in O. Su questo arco ho segnati alla destra di A i punti B, C, D... tali, che le loro distanze da R superino successivamente RA di una, due, tre... mezze onde, e sulla sinistra di A i punti B', C', D'... determinati nella stessa maniera.

Verticalmente su O, e a circa mezzo metro d'altezza, trovasi l'oscillatore. Verticalmente su R ed alla stessa altezza sta il risonatore. La superficie cilindrica, di cui l'arco FF' é la traccia, sará dunque la porzione d'un'onda emanata dall'oscillatore, considerata come di forma cilindrica nella sua parte efficace, e le striscie verticali, limitate dalle generatrici che hanno le traccie in B, C, D... $B' C' D'$..., saranno precisamente gli elementi dell'onda graduata. Per semplicitá indicheró, in quel che segue, coi numeri 1, 2, 3..., questi elementi a partire dalla generatrice A, distinguendo poi con un accento quelli di sinistra.

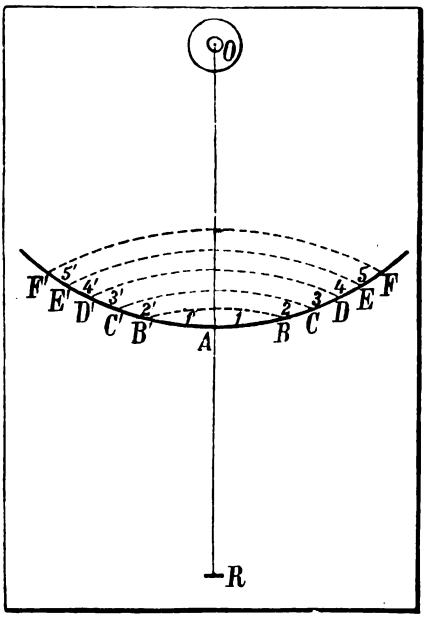

Fig. 22

Per l'esecuzione delle esperienze occorrono altresí vari diaframmi metallici di forma rettangolare e fissati verticalmente su appositi piedi. Questi diaframmi, che sono di zinco ed alti circa un metro, sono larghi precisamente come i vari elementi dell'onda, di guisa tale che, se si collocano tutti in posto sugli elementi corrispondenti, si viene a dar forma materiale all'onda FF', la quale risulterá

Digitized by Google

costituita da una lastra di zinco divisa in striscie verticali secondo le verticali passanti per B, C, D, ecc.

Tanto l'oscillatore che il risonatore possono essere adoperati senza il solito riflettore parabolico. Peró é vantaggioso porne uno assai stretto al risonatore, o una semplice striscia di rame, onde aumentarne la sensibilitá (V. § 10). Converrá ancora cambiare spesso il risonatore, giacché occorrerá sempre adoperarlo colla sua massima sensibilitá.

Diró una volta per tutte che, in tutte le esperienze descritte in questo capitolo, l'oscillatore si dispose col suo asse verticale. Collocandolo orizzontalmente, nel qual caso anche il risonatore dovrá essere orizzontale, i risultati non variano in modo degno di rimarco.

31. **Esperienza del diaframma di Fresnel.** — Nella spiegazione geometrica dei fenomeni di diffrazione si dimostra, che gli elementi 2, 4,... 2′, 4′... dell'onda inviano in R delle onde elementari, che interferiscono con quelle emanate dagli elementi 1, 3,... 1′, 3′,... Fresnel, e piú tardi Billet [1], costruirono un diaframma opaco, che, collocato fra la sorgente luminosa O ed il punto R, ove si osservava l'illuminazione da quella prodotta, copriva gli elementi d'ordine pari 2, 2′..., ed ottennero con ció il preveduto aumento d'intensitá in R.

L'analoga esperienza elettro-magnetica riesce in modo perfetto.

Osservate le scintille nel risonatore posto in R, e girato quest'ultimo intorno al proprio asse dell'angolo necessario ad estinguerle, onde avere idea della intensitá delle oscillazioni (§ 9, *b*), si collocano due dei diaframmi metallici in corrispondenza di 2 e 2′. Immediatamente l'effetto in R risulta notevolmente accresciuto, e se si

---

[1] *Traité d'Optique physique*, t. I, p. 104.

Digitized by Google

vuol di nuovo estinguere la scintilla nel risonatore, conviene girarlo d'un angolo maggiore di prima.

Se si aggiungono anche i diaframmi in 4 e 4′, si osserva nettamente un ulteriore aumento nelle oscillazioni elettriche del risonatore.

Colle distanze scelte, l'effetto dei diaframmi 6, 6′ non é sensibile.

32. **Diffrazione prodotta da una fenditura.** — É noto che, nel fenomeno ottico di diffrazione prodotto con una stretta fenditura, si ha nel mezzo del diaframma, sul quale si osserva il fenomeno, intensità massima o minima, secondo che la fenditura lascia libero sull'onda un numero dispari o pari di elementi, e che ai lati di quel massimo o minimo esistono rispettivamente due minimi o due massimi, ai quali altre alternative d'intensitá possono seguire.

Si collochino i diaframmi in 4, 5, 6... 4′, 5′, 6′,... e cioé si lascino liberi i primi tre elementi dell'onda da ogni parte del polo. L'effetto in R sará accresciuto. Spostando il risonatore lateralmente, lungo un arco di centro O onde non variare la sua distanza dall'oscillatore, si trova da ogni lato una posizione, nella quale la scintilla é assai affievolita. Continuando peró lo spostamento del risonatore le scintille in esso tornano ad aumentare, sinché si raggiunge un massimo marcatissimo, nel quale anzi le oscillazioni del risonatore sono piú intense, che quando é in R.

Si ha dunque un massimo d'effetto in R e due minimi dalle due parti seguiti da due massimi; in altri termini si riconosce l'esistenza di frangie di diffrazione.

Le posizioni dei minimi sono sensibilmente quelle previste dalla teoria, e cioé tali, che relativamente ad esse si trovino circa due soli elementi liberi dell'onda da una parte del rispettivo polo, e circa quattro dall'altra. Si puó anzi, senza spostare il risonatore, realizzare sensibilmente lo stesso minimo, ponendo i diaframmi in 3, 4, 5... ed in 5′, 6′... A rigore peró la larghezza della fen-

Digitized by Google

ditura diffrangente non é in tal caso esattamente la stessa, che nel caso in cui si sposta il risonatore.

Cosí pure si dica per la posizione dei secondi massimi, che sono in luoghi tali che, graduando l'onda rispetto ad essi, rimane circa un solo elemento da una parte del polo, e circa cinque dall'altra.

Anche questo caso si puó ottenere quasi identico, senza spostare il risonatore, ponendo diaframmi in 2, 3, 4, 5..., ed in 6′, 7′...

Nel mezzo del fenomeno di diffrazione si ha qui un massimo. Per ottenere un minimo nel mezzo, ció che corrisponde al caso dell'ombra nel centro dell'immagine di diffrazione data da una fenditura sottile, bisogna che la fenditura sia larga da C a C' oppure da E ad E' ecc.

Si pongano infatti i diaframmi su 3, 4, 5... 3′, 4′, 5′... In R le scintille spariranno; ma diverranno vive spostando sufficientemente il risonatore a destra o a sinistra. Anche in tal caso le posizioni dei massimi sono sensibilmente quelle volute dalla teoria. Il fenomeno ottenuto con fenditura CC' é dunque veramente simile a quello delle frangie di diffrazione a centro nero.

Se la fenditura é larga solo da B a B' non si hanno piú massimi e minimi. Lo stesso, come si sa, accade in ottica con fenditura estremamente ristretta. L'intensitá in R é maggiore che quando si tolgono tutti i diaframmi, come appunto era a prevedersi.

33. **Diffrazione prodotta dall'orlo di un corpo opaco. Altri fenomeni di diffrazione.** — Si copra coi diaframmi tutto l'arco AF, oppure si collochi un grande diaframma metallico, terminato a sinistra secondo la verticale in A, e che si estenda di molto verso destra.

L'intensitá della radiazione in R sará ridotta assai. Spostando peró il risonatore verso sinistra, si osserverá nettamente un massimo a qualche distanza. Questa distanza é tale che, graduando l'onda rispetto alla nuova posizione

Digitized by Google

del risonatore, rimane un solo elemento alla destra del nuovo polo.

La diminuzione, che pei vari noti motivi ha luogo, negli effetti che producono in R i successivi elementi 1, 2,... dell'onda, é cosí rapida, che certi altri fenomeni di diffrazione non si possono facilmente realizzare. Tale é il caso, per esempio, della diffrazione nell'ombra d'una striscia opaca.

L'esperienza seguente merita di essere descritta, non giá perché simile ad una delle esperienze ottiche note, che anzi la sua analoga colla luce sarebbe non facile ad effettuarsi, ma perché serve a chiarire certi fenomeni, di cui si parlerá piú avanti.

Lasciando fisso in R il risonatore, si collochi uno dei diaframmi di zinco, per esempio quello largo come l'elemento 5, successivamente in varie parti dell'onda. A questo scopo si fisserá la base del diaframma sopra un regolo mobile sul tavolo intorno ad un pernio fissato nel punto O.

É chiaro che, a seconda che il diaframma mobile si troverá o in uno degli elementi d'ordine dispari, 1, 3, 5.., o in uno d'ordine pari, 2, 4..., esso dovrá produrre diminuzione oppure aumento di effetto in R.

Ció si verifica benissimo. Spostando lentamente il diaframma da A verso F, si vedono le scintille nel risonatore ora deboli o nulle, ed ora piú vivaci che senza diaframma, e quest'ultimo fatto si osserva appunto, quando il diaframma é in 2, 4...

Faró osservare infine, che si possono istituire esperienze di diffrazione con onde piane, e che tali esperienze riescono sempre perfettamente simili alle corrispondenti esperienze ottiche. Basta perció applicare all'oscillatore un largo riflettore parabolico, e porre i necessari diaframmi metallici in un piano normale alla direzione, nella quale si propagano le onde piane provenienti da esso.

Nelle esperienze seguenti ho appunto preferito questa disposizione.

Digitized by Google

34. **Fenomeni prodotti da masse dielettriche.** — Nei § 17, 18, 19 e 20, sono stati descritti alcuni fenomeni dovuti alle *onde secondarie*, generate da masse dielettriche, poste sul cammino delle onde emesse da un risonatore. L'azione del dielettrico era rivelata da un risonatore disposto in modo da non risentire l'azione diretta dell'oscillatore. Se invece si dispone il risonatore in modo, che anche le onde principali possano agire su di esso, si producono fenomeni speciali, per render conto dei quali bisogna ricorrere a considerazioni molto somiglianti a quelle adoperate per spiegare i fenomeni di diffrazione. Questa é la ragione, per la quale sembra conveniente il trattare in questo capitolo dei fenomeni dovuti alle masse dielettriche, allorché l'effetto di esse é osservato sopra un risonatore parallelo all'oscillatore.

Allorché fra il risonatore e l'oscillatore, posti coi loro assi paralleli e di fronte l'uno all'altro, si colloca una massa dielettrica di dimensioni non troppo grandi, si osservano i fenomeni seguenti.

Se il dielettrico é un blocco di paraffina, e lo si mette in linea retta fra l'oscillatore ed il risonatore, notasi subito in questo un sensibile, spesso anzi notevole, aumento delle scintille, aumento che sparisce togliendo il dielettrico. In modo simile si comportano l'ebanite, l'olio d'uliva e la benzina (posti in un recipiente di legno, di ebanite o di vetro sottile). La gomma lacca, e la colofonia hanno prodotto l'effetto in modo incerto.

Se si sposta lateralmente il dielettrico in modo da allontanarlo dall'asse del fascio di radiazioni, si raggiunge presto una posizione, stando nella quale il dielettrico stesso produce una evidente diminuzione nelle scintille del risonatore. Spostandolo ancora di piú puó notarsi un nuovo aumento d'effetto nel risonatore. Quest'ultimo fenomeno si ottiene con tutti i dielettrici nominati dianzi, anche colla gomma lacca, e la colofonia.

Digitized by Google

Le cose cambiano affatto per altri dielettrici. Per esempio col vetro da specchi si ha diminuzione notevole delle scintille nel risonatore, allorché esso trovasi posto in linea retta fra i due apparecchi, ed aumento invece quando viene spostato lateralmente di una certa quantitá. Lo stesso risultato dá l'alcool, posto in un recipiente di vetro sottile o di ebanite.

É comodo disporre l'esperienza nel modo seguente.

In O (fig. 23) sta l'oscillatore (apparecchio II) munito del suo specchio parabolico, e ad una distanza d'un metro

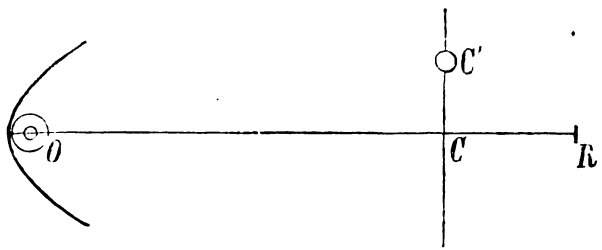

Fig. 23

o due il risonatore R, munito di listerella di rame o di riflettore strettissimo (§ 10). Fra O ed R si colloca il cilindro C', formato col dielettrico che si studia. In generale tali cilindri avevano 4 c. di diametro ed erano lunghi una trentina di centimetri.

Il piede del sostegno, sul quale é posto il cilindro, puó scorrere fra due guide secondo una direzione perpendicolare ad OR. Una scala a millimetri, posta su una delle guide, serve a determinare la distanza CC' fra l'asse del cilindro e la retta OR. Siccome poi si puó misurare anche CR, cosí puó calcolarsi $C'R$.

Un altro modo di sperimentare é il seguente.

Si adoperano gli apparecchi disposti come per le esperienze di diffrazione (fig. 22), ed il cilindro dielettrico si colloca sopra vari punti dell'arco FF', facendolo portare dal regolo girevole intorno ad O giá adoperato nell'ultima esperienza del § 33. Anche in questo modo

Digitized by Google

torna facile misurare la distanza fra il cilindro ed il risonatore. Anzi in realtá la disposizione della fig. 23 non é che un caso particolare di quella della fig. 22, giacché si puó considerare il piano CC' della fig. 23 come una delle superficie d'onda, che partono dal riflettore dell'oscillatore O, onde che appunto possono essere considerate come piane.

a) Cominciamo dal caso in cui spostando il cilindro da C verso C' le scintille diminuiscono sino a ridursi ad un minimo (caso della paraffina, ebanite ecc.). Raggiunto questo minimo, misurai la distanza CC', e calcolai il valore di $C'R$. Or bene, la differenza $C'R - CR$ delle distanze di R da C e C' fu sempre assai prossima a 2,65 c. cioé a $\frac{\lambda}{4}$, anche variando entro larghi limiti la distanza CR. Si puó dunque ritenere che, quando le scintille in R hanno il minimo splendore, si ha:

$$C'R - CR = \frac{\lambda}{4}.$$

Aumentando assai la distanza fra il cilindro e la retta OR, si trova una nuova posizione, per la quale si osserva un massimo di scintille in R. In questo caso dalle misure si ricava sensibilmente:

$$C'R - CR = \frac{3}{4}\lambda.$$

b) Nel caso in cui spostando il cilindro da C le scintille nel risonatore aumentano (caso del vetro da specchi), la posizione C' del cilindro, per la quale le scintille in R sono massime, é tale che si verifica sensibilmente la relazione

$$C'R - CR = \frac{\lambda}{2}.$$

Allorché si ha invece $C'R - CR =$ all'incirca a λ, le scintille tornano ad essere deboli nel risonatore.

Digitized by Google

c) Una disposizione inversa alla *a)* é la seguente. Due grandi lastre di paraffina (grosse circa 4 c.) sono disposte verticalmente in modo, che fra esse rimanga un intervallo d'aria di 4 a 6 c. di larghezza. Il sistema delle due lastre si fa scorrere lungo CC' (fig. 23), oppure, colla disposizione della fig. 22, é fissato sul regolo girevole intorno a O, in guisa che il piano delle lastre sia tangente all'onda cilindrica. Nell'un modo o nell'altro, l'intervallo fra le due lastre puó trovarsi in linea retta fra O ed R, oppure occupare sull'onda una posizione laterale.

Se, posto l'intervallo fra le lastre in linea retta fra O ed R, si spostano le due lastre lateralmente, le scintille in R aumentano di splendore.

L'esperienza però non si presta a misure, giacché, quantunque le scintille brillanti si presentino allorché la distanza fra il risonatore e l'intervallo d'aria ha ricevuto un aumento di circa $\frac{\lambda}{4}$, pure esse restano sensibilmente invariate, sinché il detto aumento diventi eguale a circa $\frac{\lambda}{2}$, dopo di che scemano qualche poco di splendore. Se non fosse questo lento variare delle scintille colla posizione occupata dall'intervallo d'aria si potrebbe dire, che il fenomeno in questo caso *c)* é inverso che nel caso *a)*.

d) Si sostituiscano lastre di vetro da specchi a quelle di paraffina dell'esperienza *c)*. Siccome non avevo lastre abbastanza grosse, ne sovrapposi quattro per parte, in modo da formare uno spessore complessivo di circa tre centimetri. Il risultato che osservai non fu, come era da aspettarsi, inverso a quello del caso *b)*. Invece fu quasi lo stesso del caso precedente. Infatti, quando l'intervallo fra le lastre é in linea retta con O ed R, le scintille sono deboli, ma crescono allorché si spostano le lastre, raggiungendo un massimo allorché la distanza fra l'intervallo d'aria ed il risonatore ha aumentato di circa $\frac{\lambda}{2}$, dopo

Digitized by Google

di che, se si continua lo spostamento delle lastre, le scintille decrescono molto lentamente.

Questi fenomeni, e specialmente *a)* e *b)*, si producono naturalmente anche quando non é ad essi che si presta attenzione, e perció possono generare errori. Cosí per esempio, se si vuol concentrare la radiazione con una lente convergente di paraffina, e se questa non é abbastanza grande, essa produce l'effetto *a)*, e cioé un aumento delle scintille, che a torto si attribuirebbe alla rifrazione, e che ad ogni modo deve alterare i risultati, che senza di ció produrrebbe la lente.

35. **Considerazioni intorno alle esperienze del § precedente.** — I fenomeni descritti sono dovuti alle onde secondarie emesse dal dielettrico, e piú precisamente ai diversi effetti che esse producono sul risonatore, a seconda del luogo che il dielettrico occupa sulla superficie d'onda per esso passante. Siccome quelle onde secondarie si combinano colle onde dirette, cosí bisognerá tener conto delle fasi rispettive, per determinare l'effetto risultante sul risonatore.

Consideriamo perciò un'onda emanata dall'oscillatore, allorché ha raggiunto il dielettrico, e applichiamo il principio di Huyghens per calcolare l'effetto prodotto sul risuonatore dai vari elementi, nei quali quell'onda puó supporsi divisa. Per quegli elementi dell'onda, che sono coperti dal dielettrico, bisognerá aggiungere alle onde elementari, che si dovrebbero computare, nel caso in cui il dielettrico non esistesse, le onde secondarie che esso produce. Perció l'azione totale dell'onda sará eguale a quella, che si avrebbe, qualora il dielettrico non esistesse, piú l'azione delle onde secondarie che esso produce.

Ora, fra queste onde secondarie, e le onde che giungerebbero al risonatore in assenza del dielettrico, esiste una differenza di fase per due ragioni: 1.° una differenza di fase π dovuta alla natura stessa delle onde secondarie,

Digitized by Google

precisamente come nel caso di quelle che emette un risonatore (§ 13); 2.° un anticipo di fase, delle onde provenienti dal dielettrico rispetto all'onda principale, eguale a $\frac{\pi}{2}$.

Ecco qual é il motivo pel quale ammetteremo questo anticipo di fase.

Ogni elemento di volume del dielettrico puó essere considerato come un piccolo oscillatore in azione, e l'effetto prodotto dalle onde secondarie del dielettrico non é altro che quello, che risulta dal comporsi di quelli dovuti ai suoi singoli elementi di volume. Ora, le fasi delle oscillazioni, che quei vari elementi provocano nel risonatore, sono differenti fra loro, non solo perché sono differenti le loro distanze dal risonatore stesso, ma anche perché le oscillazioni elettriche, prodotte a distanza da un piccolo oscillatore, seguono una legge diversa da quella delle oscillazioni generatrici, e diversa secondo le distanze (v. § 1 della Nota *A*). Converrebbe dunque ricorrere alle formole relative ad un piccolo oscillatore, onde calcolare l'effetto prodotto dal dielettrico nel punto occupato dal risonatore.

Ma, per evitare tanta complicazione, si potrá seguire altra via, e ragionare come nel caso analogo dell'Ottica. Si ammetterá cioé, che le onde elementari emananti dalle varie porzioni dell'onda considerata, abbiano un anticipo di fase eguale a $\frac{\pi}{2}$, sapendosi che, quando si applica alle onde luminose il principio di Huyghens onde spiegare un fenomeno di diffrazione, si deve appunto ammettere un tale anticipo di fase.

Questo modo di procedere ha la sua giustificazione nel fatto, che Trouton [1] dimostró potersi spiegare l'anti-

[1] *Phil. Mag.* 1890, p. 268.

Digitized by Google

cipo di fase $\frac{\pi}{2}$, appunto partendo dalle formole date da Hertz per il suo oscillatore.

In complesso si ammetterà dunque, che le onde secondarie ritardano sull'onda intera, e giungono con una differenza di fase di $\frac{\pi}{2}$. In base a ciò si giunge a spiegare quelle, fra le esperienze del § precedente, nelle quali non si fa uso del vetro da specchi. Quando poi interviene questo corpo é necessario tener conto di una circostanza, la quale é stata giá messa in rilievo (§ 29), e cioé della energica riflessione che questo corpo produce. Ecco come restano spiegate le esperienze *a), b)* e *c)* del § precedente. Quanto alla *d)* si riconosce solo, che essa non si oppone decisamente alle supposizioni fatte.

Esperienza a). Sia (fig. 24) R il risonatore, AB un'onda che non lo ha ancora raggiunto, C il polo di questa rispetto ad R. Si puó supporre l'onda cilindrica, come nel caso della fig. 22, o piana come nel caso della fig. 23. Se un dielettrico, per esempío un bastone di paraffina, trovasi sull'onda in C' l'azione totale dell'onda in R si comporrá: 1.° dell'azione che si avrebbe se il cilindro non esistesse: 2.° dell'azione supplementare dovuta al fatto che in C' si ha la paraffina al posto dell'aria. Se si prende come unitá l'ampiezza dell'oscillazione risultante in R, allorché non esiste il cilindro di paraffina, e si indica con a (< 1) quella dell'oscillazione in R dovuta alle onde secondarie del cilindro dielettrico, l'intensitá totale in R sará (per la regola di Fresnel):

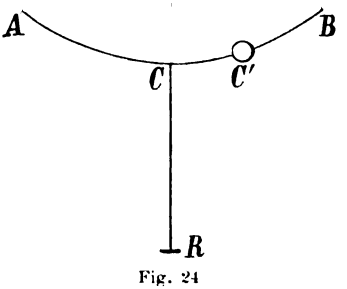

Fig. 24

$$1 + a^2 + 2a \cos \varphi,$$

indicando con φ la differenza di fase fra l'onda secondaria e l'onda principale.

Digitized by Google

Se il cilindro é in C, φ si riduce a $\frac{\pi}{2}$, per cui $\cos\varphi = 0$, e l'intensitá diviene $1 + a^2$. Se invece il cilindro é in C', essendo questo punto tale da aversi $C'R - CR = \frac{\lambda}{4}$, allora si ha $\varphi = \pi$, $\cos\varphi = -1$, e l'intensitá diventa $(1 - a)^2$. Ecco dunque che nel secondo caso l'intensitá é minore di quel che era nel primo caso, conformemente a quanto mostra l'esperienza a) del § precedente.

Se poi si ha $C'R - CR = \frac{3}{4}\lambda$, allora $\cos\varphi = 1$ e l'intensitá diviene $(1 + a)^2$, cioé maggiore, non solo del valore che ha, quando il dielettrico é allontanato, ma maggiore ancora di quello che ha, allorché il dielettrico é in C.

Esperienza b). Per spiegare il comportamento del vetro da specchi, si puó supporre che il fenomeno, che si produce nel caso a), esista, ma venga mascherato dall'indebolimento, che il vetro produce sulle radiazioni che lo attraversano, indebolimento, che puó principalmente ascriversi alla energica riflessione, che esso produce. Occorre dunque esaminare la conseguenza della diminuzione d'intensitá, che subiscono le radiazioni per opera del vetro.

Se nelle esperienze ottiche di diffrazione si sostituissero ai diaframmi dei corpi semplicemente meno trasparenti dell'aria ambiente e di egual indice di rifrazione, i fenomeni stessi non sarebbero modificati che nella loro intensitá. Infatti essi diverrebbero la sovrapposizione, 1.° del fenomeno ordinario di diffrazione prodotto con una intensitá di luce eguale a quella assorbita dai diaframmi semi-trasparenti, e 2.° dell'illuminazione uniforme prodotta da una intensitá luminosa eguale a quella della luce, che esce dai diaframmi stessi. Peró, ove il corpo assorbente abbia un indice maggiore di quello dell'aria, bisognerá tener conto del ritardo da esso prodotto, il quale dará per conseguenza uno spostamento dei minimi e dei massimi; ma questo spostamento sará assai piccolo se, il detto corpo essendo

Digitized by Google

assai sottile, non produce che un ritardo di piccola frazione di lunghezza d'onda. Analogamente, se, nelle esperienze elettriche di diffrazione descritte nei primi paragafi di questo capitolo, si sostituissero lastre di vetro alle lastre metalliche, non si avrebbe altra modificazione che di rendere i minimi meno differenti dai massimi. Cosí avverrá in particolare per l'ultima esperienza del § 33. Se invece della lastra mobile di zinco si adopera una lastra od un bastone di vetro, di tal larghezza da poter coprire una delle striscie elementari *AB*, *BC*, *CD*... della fig. 22, si avrá un minimo in *R*, quando la lastra copre le striscie *AB*, *CD*, ed un massimo quando copre *BC*, *DE*...

Se la lastra metallica o di vetro non ha sufficiente larghezza, non si puó prevedere, in qual porzione di *AB* debba collocarsi per produrre il massimo indebolimento, ed in qual porzione di *BC* per dar luogo al massimo aumento delle scintille in *R*.

Ma rifacendo l'esperienza del detto § 33, col mettere in posto della lastra di zinco un tubo metallico grosso quanto il cilindro di vetro della esperienza *b*), si trova, che il maggior indebolimento si ha quando il tubo é in *A* o poco oltre, ed il maggior aumento delle scintille quando é in *B* o assai presso. Ora, é questo appunto quanto si osserva nell'esperienza *b*) col cilindro di vetro. Dunque il fenomeno *b*) é un fenomeno di diffrazione, nel quale il vetro si comporta come corpo assorbente.

Esperienza c). In questo caso il dielettrico, per esempio paraffina, occupa tutta l'onda *AB* (fig. 24), ad eccezione di un certo intervallo verticale, ove trovasi invece l'aria.

Sia 1 l'ampiezza dell'oscillazione in *R*, nel caso in cui l'intervallo d'aria non esista; quando esso esiste, bisogna tener conto della circostanza, che in esso non si producono le oscillazioni di risonanza. Ammesso che queste producano in *R* una ampiezza *a*, l'intensitá in *R* sarà:

$$1 + a^2 - a \cos\varphi,$$

Digitized by Google

dicendo φ la differenza di fase delle vibrazioni in R provenienti dall'intervallo d'aria, rispetto alla vibrazione risultante dell'onda intera.

Ció posto supponiamo dapprima che l'intervallo d'aria si trovi in C.

La differenza di fase φ sarà eguale a $\frac{\pi}{2}$; quindi $\cos\varphi = 0$ e l'intensitá in R sará:

$$1 + a^2.$$

Se, in secondo luogo, l'intervallo d'aria é in C', e si ha $C'R - CR = \frac{\lambda}{4}$, allora si ha $\cos\varphi = -1$, e per l'intensitá in R:

$$(1 + a)^2.$$

Dunque l'intensitá é massima, quando é soddisfatta la condizione $C'R - RC = \frac{\lambda}{4}$. Se si avesse $C'R - CR = \frac{3}{4}\lambda$, allora sarebbe $\cos\varphi = 1$ e l'intensitá in R sarebbe:

$$(1 - a)^2,$$

e cioé sarebbe minima, anche minore di quando l'intervallo d'aria é nel polo C dell'onda. Come vi vede, l'esperienza *c*) resta spiegata nella sua piú spiccata particolaritá. Se essa non corrisponde piú esattamente alla spiegazione nei suoi dettagli, ció puó in parte attribuirsi al ritardo subíto dalle radiazioni attraversando la paraffina. Questo ritardo nel caso dell'esperienza *c*) era di circa $\frac{1}{6}$ di periodo.

Esperienza d). Infine, nell'esperienza *d)* sembra predominare l'effetto di risonanza nel vetro. L'esperienza *d)* é dunque identica alla *c)*, salvo che, mentre il massimo di scintille dovrebbe prodursi quando l'intervallo d'aria é in un punto C' (fig. 24) tale che $C'R - CR = \frac{\lambda}{4}$, esso

Digitized by Google

ha luogo quando $C'R - CR = \frac{\lambda}{2}$. A ció forse contribuisce la riflessione sull'orlo delle lastre di vetro, come pure il ritardo da esse prodotto sulle onde che le attraversano.

L'esperienza *d*) non si puó dunque spiegare completamente; ma almeno da essa non risulta nulla che contraddica alla spiegazione generale.

Puó darsi che questa spiegazione, naturalmente incompleta e provvisoria, dei singolari fenomeni descritti nel § precedente, possa subire modificazioni, ma credo che, nelle sue linee generali, renda conto adeguato dei fatti osservati.

Quanto all'analogia fra questi fenomeni con fenomeni ottici, é chiaro che questi ultimi non possono facilmente realizzarsi, stante la necessitá che si avrebbe di adoperare corpi di dimensioni estremamente piccole.

Digitized by Google

CAPITOLO IV

Trasparenza ed opacitá.

36. **Effetti dovuti all' interposizione di una lastra dielettrica.** — Un corpo conduttore non eccessivamente sottile arresta completamente le radiazioni elettromagnetiche, allorché é collocato fra l' oscillatore ed il risonatore. I conduttori si comportano dunque, rispetto a queste radiazioni, come i corpi opachi rispetto alla luce, ció che, del resto, é notorio, e conforme alla teoria elettromagnetica della luce. Soltanto nel caso in cui il conduttore sia estremamente sottile, esso puó essere attraversato dalle onde elettriche.

Cosí, una lastra di vetro leggermente argentata non fa sparire, ma solo rende piú deboli, le scintille nel risonatore.

Ma puó darsi che anche alcuni dei corpi, che si considerano come dielettrici, producano un assorbimento, e perció é opportuno l' esaminare, quale effetto essi producano, allorché sono posti sul cammino delle onde.

Se fra oscillatore e risonatore si colloca una lastra dielettrica a faccie parallele, si osserva una diminuzione delle scintille nel secondo di quegli apparecchi. S' intende,

Digitized by Google

che la lastra deve essere abbastanza estesa, affinché non abbiano a prodursi i fenomeni descritti nel § 34.

Siccome peró non é facile sempre il procurarsi lastre di certi dielettrici, le quali abbiano sufficienti dimensioni, si modificherá opportunamente l'esperienza, ponendo fra l'oscillatore ed il risonatore un diaframma metallico, nel centro del quale esista un'apertura circolare alquanto piú piccola delle lastre, delle quali si dispone. L'apertura del diaframma puó avere pochi centimetri di diametro, e tuttavia l'onda diffratta, che l'attraversa, puó eccitare vive scintille nel risonatore, se questo apparecchio é a poca distanza dall'oscillatore. Basterá allora applicare la lastra dielettrica contro l'apertura, per osservare l'effetto da essa prodotto sull'intensitá delle scintille nel risonatore.

Per dare una idea concreta dell'effetto prodotto da vari dielettrici, ho notato il rapporto fra l'ampiezza di oscillazione, che hanno le onde, allorché raggiungono il risonatore, mentre il dielettrico é a posto, e quella che hanno dopo aver allontanato il dielettrico. Questo rapporto fu determinato col metodo descritto in *b*) § 9.

Ebanite	(spessore	4,	c.)	circa	1,
Paraffina	(»	17,	c.)	»	1,
Salgemma	(»	5,	c.)	»	1,
Solfo	(»	2,5	c.)	»	0, 9
Mica	(»	0,17	c.)	»	0, 9
Vetro da specchi	(»	0,8	c.)	»	0, 63
Lastre di vetro da fotogr.ª	(» compl.	2,	c.)	»	0, 9
Gomma lacca	(»	1,5	c.)	»	0, 8
Porcellana	(»	0,5	c.)	»	0, 7
Marmo	(»	2,	c.)	»	0, 6
Selenite	(»	1,	c.)	»	0, 56
Quarzo normale all'asse	(»	0,8	c.)	»	0, 6
Vaschetta d'ebanite, contenente uno strato grosso 1 c. di olio d'uliva				»	0, 77

Digitized by Google

Vaschetta d'ebanite, contenente uno strato grosso 1 c. di benzina . . . . . circa 0, 95
Vaschetta d'ebanite, contenente uno strato grosso 1 c. di solfuro di carbonio . . . . » 0, 96

É certamente degno di nota il notevole indebolimento delle radiazioni prodotto dal vetro da specchi, e quello sensibilmente nullo prodotto dal salgemma e dall'ebanite tanto piú che tali risultati si osservano sempre, anche se si adoperano lastre di varie grossezze, giacché questi corpi si comportano in modo simile di fronte alle radiazioni calorifiche. Si sarebbe quindi tentati di ammettere, che l'effetto prodotto dal vetro da specchi sia dovuto ad un assorbimento; ma é facile convincersi, che le esperienze riferite non bastano a dimostrarlo.

Ed invero, si é visto nel § 29, che il vetro riflette le radiazioni con notevole intensitá, anche preso in lamine assai sottili, e basta questo per comprendere, come le radiazioni trasmesse debbano risultare alquanto affievolite.

D'altra parte é chiaro, che non é possibile fondare un giudizio sicuro sul potere assorbente di un dielettrico, sopra esperienze eseguite con lamine il cui spessore non é molto maggiore della lunghezza d'onda, giacché, in causa dell'interferenza che si produce fra le radiazioni direttamente trasmesse, e quelle che emergono dopo aver subíto delle riflessioni interne, l'intensitá della radiazione emergente complessiva é funzione dello spessore e dell'indice di rifrazione delle lastre.

Si potrebbe credere, che almeno fosse possibile stabilire, se un dato dielettrico assorbe o no sensibilmente le radiazioni, adoperandolo sotto forma di lamina tanto sottile, che la differenza di cammino fra i raggi che l'attraversano direttamente, ed i raggi che ne escono dopo due riflessioni interne, sia una piccola frazione di lunghezza d'onda. In tal caso sembrerebbe potersi ammettere, che la radiazione trasmessa debba essere sensibilmente eguale

Digitized by Google

a quella incidente, se la lamina non esercita verun assorbimento, e che, se invece si osserva una diminuzione d'intensitá, l'assorbimento esista. Ma, a parte anche la considerazione, che con lamine sottilissime l'assorbimento, se esiste, deve essere piccolissimo, un tal modo di procedere non andrebbe esente da una obbiezione.

Si é visto infatti (§ 29), e si vedrá ancora piú oltre (§ 47), che nella produzione del fenomeno della riflessione sulla superficie che separa due dielettrici, prendono parte probabilmente anche quelle porzioni dei due corpi, che trovansi a qualche distanza da quella superficie, anzi sino ad una distanza di almeno mezza lunghezza d'onda. Non é dunque lecito ammettere senz'altro, che sulle due superficie d'una lamina, il cui spessore sia assai minore della mezza lunghezza d'onda, la riflessione abbia luogo esattamente come alla superficie d'una lamina assai grossa.

Per esempio si potrebbe da taluno ammettere, che nel caso della lamina sottilissima, le radiazioni riflesse da ciascuna delle sue due superficie abbiano intensitá assai piccola. In tale ipotesi, l'essere piccolissima la radiazione complessiva riflessa da una lamina dielettrica sottilissima, non si spiegherebbe solo colla interferenza fra i raggi riflessi alla prima superficie, e quelli che si sovrappongono ai primi dopo aver subíto una o piú riflessioni interne, ma il fenomeno sarebbe dovuto sopratutto alla piccola intensitá delle radiazioni riflesse da ciascuna delle due superfici della lamina.

Un mezzo per decidere se una lamina dielettrica assorbe realmente in parte le radiazioni elettriche, potrebbe essere quello di misurare separatamente l'intensitá della radiazione incidente, di quella riflessa e di quella rifratta, e vedere se la somma delle due ultime é eguale all'intensitá della radiazione incidente, oppure minore. Se quella somma é minore, ció indicherá che il corpo ha un potere assorbente, giacché la diffusione sembra doversi escludere,

Digitized by Google

quando si adoperino lastre omogenee ed a faccie ben levigate.

Ho fatto alcune misure di questo genere con una lastra di vetro grossa 0,7 c. inclinata a 45° sulle radiazioni incidenti, onde rendere piú comoda la misura della radiazione riflessa. Le radiazioni emesse dall' oscillatore (apparecchi II) passavano per l' apertura circolare (larga 16 c.) di un diaframma di rame posto a 22 c. dall' oscillatore, poi cadevano sulla lastra, il cui centro era a 23 c. dal diaframma. Il risonatore, che distava circa 30 c. dalla lastra, ed era posto sul braccio mobile *TU* (fig. 3), poteva raccogliere o le radiazioni trasmesse o quelle riflesse od anche quelle incidenti, togliendo dal suo posto la lastra.

Dicendo α, β, γ, le rotazioni da darsi al risonatore per annullare le scintille, allorché é colpito rispettivamente dalle radiazioni incidenti, dalle riflesse e dalle trasmesse, $\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$ e $\frac{\cos\alpha}{\cos\gamma}$ saranno le ampiezze delle vibrazioni, riflesse e rifratte, presa come uno quella delle incidenti, e quindi $\frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\beta}$, $\frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\gamma}$, le rispettive intensitá, presa come uno l' intensitá della radiazione incidente.

Dalle misure fatte ottenni per la somma $\frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\beta}+\frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\gamma}$ valori poco differenti dall' unitá, e troppo variabili da una esperienza all' altra, per poterne trarre qualche utile conseguenza.

In conclusione, le esperienze narrate nel presente §, mentre lasciano il fondato sospetto, che il vetro da specchi assorba sensibilmente le radiazioni, non possono però fornirne una sicura prova.

37. **Esperienze dimostranti l' assorbimento prodotto da certi corpi.** — L' ultima esperienza descritta é di difficile esecuzione, e per questo non dá il risultato, che da essa era lecito sperare; ma essa puó essere semplificata, e resa

Digitized by Google

piú facile e spedita. Colla nuova disposizione ho infatti potuto ottenere alcuni risultati abbastanza decisivi. Essa é rappresentata dalla fig. 25, nella quale O é l'oscillatore munito del suo specchio parabolico, R il risonatore, ed AB una grande lastra di vetro verticale, inclinata rispetto alla direzione nella quale si propagano le onde.

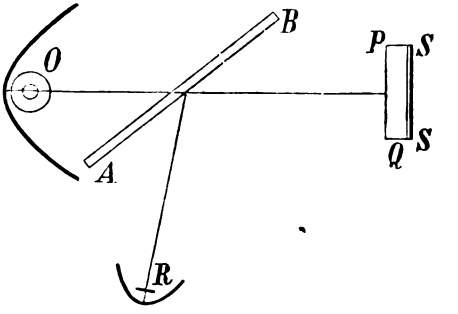

Fig. 25

Dopo che queste hanno attraversato la lastra di vetro, incontrano una lastra metallica SS che le riflette sotto l'incidenza normale, di modo che esse incontrano di nuovo la lastra AB, la quale le riflette parzialmente verso il risonatore R. Come si vede, questa disposizione sperimentale é simile a quella della fig. 19, giacché l'unica differenza fra le due consiste in ció, che in quella della fig. 25 si ha una sola lastra metallica riflettente, anziché due.

Se ora si suppone, che contro la lastra SS sia collocata una lastra dielettrica a faccie parallele PQ, le radiazioni saranno in parte riflesse dalla prima faccia di essa, mentre la parte trasmessa subirá una o piú riflessioni interne; ma alla fine tutte le radiazioni arriveranno al risonatore.

Supponiamo che un'analoga esperienza venisse eseguita colle onde luminose, e cioé ammettiamo per un momento che da O parta un'onda luminosa piana, che PQ sia una lastra trasparente, e che SS sia uno specchio perfettamente riflettente. É facile persuadersi che, in tali condizioni, l'intensitá della luce, che giunge in R, sará indipendente dalla presenza della lastra PQ, se questa é perfettamente trasparente. Se poi questa assorbe luce,

Digitized by Google

allora l'intensità in R resterá diminuita, allorché essa viene collocata al suo posto [1].

Ammettiamo che tutto ció valga anche per le onde elettromagnetiche dell'oscillatore; allora si giudicherá che il dielettrico PQ assorbe o no le radiazioni, secondo che, colla sua presenza, diminuisce o lascia inalterate le scintille nel risonatore.

Veramente, le successive riflessioni, in numero infinito, che subiscono i raggi luminosi, nel caso della esperienza ottica, non si producono, nel caso dell'esperienza elettrica, che in numero assai limitato. Infatti, ogni scintilla dell'oscillatore genera soltanto un piccolo numero di oscillazioni elettriche. Di piú queste hanno un forte smorzamento, ció che non é delle oscillazioni luminose. Nono-

---

[1] Mi sono persuaso della verità, di quanto é qui enunciato, eseguendo un facile calcolo simile a quello, che permette di determinare l'intensità complessiva della luce riflessa da una lastra trasparente a faccie parallele (V. per esempio: Winkelmann, *Handbuch der Physik, b. II erste abth., pag. 558)*. Si supponga che i mezzi, che si trovano dalle due parti della lastra, siano differenti, e si indichi: con a l'ampiezza di vibrazione della luce incidente; con r il fattore pel quale devesi moltiplicare a onde avere l'ampiezza sul raggio riflesso alla prima superficie della lastra; con ρ il fattore analogo relativo alla riflessione interna sulla stessa faccia della lastra; con ρ' quello relativo alla riflessione interna sulla seconda faccia; con d il fattore di rifrazione relativo al passaggio dall'esterno all'interno attraverso la prima faccia della lastra; con δ, infine, il fattore di rifrazione relativo al passaggio inverso. I successivi raggi riflessi possederanno le seguenti ampiezze ed i seguenti ritardi di fase:

	Ampiezza	*Fase*
Raggio riflesso sulla prima superficie della lastra . . .	ar	0,
» » » seconda » » » . . .	$ad\rho'\delta$,	ε,
» » due volte sulla seconda superficie (ed una sulla prima).	$ad\rho\rho'^2\delta$,	2ε,
» » tre volte sulla seconda superficie (e due sulla prima)	$ad\rho^2\rho'^3\delta$,	3ε, ecc.

Con ε é rappresentato il ritardo di fase dovuto al doppio passaggio della luce attraverso la lastra.

Digitized by Google

stante ció sembra verosimile che, anche nell'esperienza della quale qui si tratta, se la lastra PQ non assorbe affatto le radiazioni, queste conservino in R la stessa intensitá, come quando la lastra é allontanata.

L'esperienza fa vedere che realmente, adoperando lastre di certi dielettrici, le scintille non si affievoliscono affatto, mentre adoperandone certe altre, si osserva un manifesto indebolimento. In base a ció ed alle considerazioni svolte, sembrami lecito il considerare quell'indebolimento come prova di assorbimento, prodotto da questi ultimi dielettrici sulle radiazioni.

La buona riescita delle esperienze, eseguite colla disposizione della fig. 25, dipende alquanto dalle dimensioni che hanno la lastra SS ed il dielettrico PQ. Natu-

---

La vibrazione risultante puó scriversi: $A \cos\theta + B \operatorname{sen}\theta$, ove:

$$A = ar + ad\rho'\delta \frac{\cos\varepsilon - \rho\rho'}{1 - 2\rho\rho' \cos\varepsilon + \rho^2\rho'^2},$$

$$B = ad\rho'\delta \frac{\operatorname{sen}\varepsilon}{1 - 2\rho\rho' \cos\varepsilon + \rho^2\rho'^2},$$

Ma da una nota esperienza di Arago si deduce (l. c. p. 560):

$$\rho = -r, \quad d\delta = 1 - r^2,$$

per cui A e B divengono:

$$A = ar + a\rho'(1 - r^2) \frac{\cos\varepsilon + r\rho'}{1 + 2r\rho' \cos\varepsilon + r^2\rho'^2},$$

$$B = a\rho'(1 - r^2) \frac{\operatorname{sen}\varepsilon}{1 + 2r\rho' \cos\varepsilon + r^2\rho'^2}.$$

Calcolando ora l'intensitá della radiazione complessiva riflessa si trova, dopo alcune facili riduzioni:

$$A^2 + B^2 = a^2 \frac{\rho'^2 + r^2 + 2r\rho' \cos\varepsilon}{1 + \rho'^2 r^2 + 2r\rho' \cos\varepsilon}.$$

Introduciamo ora la condizione, che la riflessione sulla seconda faccia della lastra sia totale, e cioé supponiamo $\rho'^2 = 1$. Resterá:

$$A^2 + B^2 = a^2,$$

e cioé l'intensitá complessiva della radiazione é la stessa, come se la lastra trasparente non esistesse.

Digitized by Google

ralmente, maggiori sono queste dimensioni, maggiore é anche l'intensitá delle radiazioni che arrivano al risonatore, e quindi piú facile é il constatare l'assorbimento. Ma d'altra parte il dielettrico *PQ* deve avere la stessa grandezza di *SS*, giacché se fosse piú piccolo, una parte delle radiazioni continuerebbe a riflettersi solo su *SS*, e potrebbe interferire colle radiazioni riflesse dal dielettrico. E siccome spesso le dimensioni delle lastre dielettriche sono assai limitate, occorre ridurre anche le dimensioni della lastra metallica.

Cogli apparecchi II una lastra *SS'* di 1 a 6 decimetri quadrati é di convenienti dimensioni.

Per apprezzare il rapporto, nel quale é ridotta l'intensitá delle radiazioni per la presenza di un dielettrico *PQ*, ho adoperato il metodo *b*) del § 9. Questo rapporto é $\cos^2\alpha : \cos^2\beta$, se α e β sono gli angoli, dei quali devesi girare il risonatore intorno al proprio asse di rotazione per spegnere le scintille, rispettivamente quando il dielettrico é a posto, e quando é allontanato.

Questo rapporto si trovó sempre sensibilmente eguale all'unitá con lastre di solfo, ebanite, selenite e paraffina, come pure con una di vetro comune verdastro, grossa 4,2 c. In altre parole, si trovó sempre per questi corpi $\alpha = \beta$. Dunque non presentano traccia sensibile di potere assorbente.

Pei corpi seguenti β fu sensibilmente minore di α. Ció si puó rendere evidente, operando in questo modo. Spente le scintille, mercé la rotazione β del risonatore, e constatato che per parecchi minuti primi non una sola scintilla appare in questo apparecchio, si toglie di posto la lastra *PQ*. Immediatamente si presentano le scintille.

Pei corpi scritti quí sotto ho notato il valore del rapporto nel quale essi rendono minore l'intensitá delle radiazioni.

Digitized by Google

	$\cos^2\alpha : \cos^2\beta$
Vetro da specchi (4 lastre sovrapposte, spessore complessivo 3 c.)	0,45
Marmo (spessore 5,4 c.)	0,76
Legno d'abete, colle fibre parallele alle oscillazioni (spessore 2,25 c.)	0,47
Legno d'abete, colle fibre perpendicolari alle oscillazioni (spessore 2,25 c.)	0,66
Legno d'abete grosso 4,5 c., e cioé le due precedenti lastre sovrapposte e a fibre incrociate	0,29

Come si vede, rimane dimostrato, che il vetro da specchi produce un assorbimento distinto, ció che le esperienze del § precedente facevano solo sospettare.

É pure degno di nota il comportamento del legno, il cui potere assorbente é diverso, secondo l'orientazione delle sue fibre rispetto alla direzione delle vibrazioni. Si puó dire, che esso si comporta press'a poco come un reticolo di fili metallici paralleli fra loro, salvo che l'assorbimento prodotto dal legno non é totale, come puó esserlo quello prodotto dal reticolo, allorché le fibre del primo o i fili del secondo sono paralleli alle oscillazioni.

Si puó, con una esperienza semplicissima, constatare la diversa grandezza dell'assorbimento, che produce il legno, a seconda dell'orientazione che hanno le sue fibre. Si dispongano di fronte l'uno all'altro l'oscillatore ed il risonatore, e s'interponga una tavola di abete tagliata parallelamente alle fibre, in modo peró che la direzione di queste faccia un angolo di 45° colla direzione delle oscillazioni elettriche dell'oscillatore. Girando allora il risonatore, in maniera da disporlo alternativamente in direzione parallela o in direzione perpendicolare alle fibre del legno, si riconosce, che le sue scintille sono assai piú vivaci nella seconda che nella prima orientazione.

Digitized by Google

Siccome la vibrazione sull' onda incidente si puó supporre decomposta in due di eguali intensitá, e dirette, l' una parallelamente e l' altra perpendicolarmente alle fibre del legno. e siccome il risonatore non é eccitato che dall' una o dall' altra di queste componenti, allorché ha l' una o l'altra delle due orientazioni indicate, cosí questa esperienza conferma pienamente, quanto si ricava dalle misure riportate piú sopra.

Digitized by Google

CAPITOLO V

Riflessione sui dielettrici e sui conduttori.

38. **Leggi della riflessione.** — Che le onde elettriche si riflettano come le onde luminose, obbedendo alle stesse due ben note leggi, risulta dalle esperienze originarie di Hertz, eseguite con lastre piane metalliche (V. § 11) oppure con reticoli di fili paralleli, come pure implicitamente dall' effetto che producono i riflettori parabolici.

Un' esperienza, che mostra il fatto in una maniera piú evidente, giacché é analoga a quelle, che si sogliono ripetere nei corsi per mostrare la riflessione del suono e del calor raggiante, é la seguente.

Hσ preso i due specchi sferici concavi di metallo, adoperati nelle lezioni per la riflessione del suono e del calore, i quali hanno 44 c. di diametro e 18,6 c. di distanza focale, e collocati di fronte a cinque o sei metri di distanza, ho disposto nel fuoco di uno di essi l' oscillatore II e nel fuoco dell' altro un risonatore II.

Quest' ultimo mostra delle scintille assai vivaci, che spariscono interponendo fra gli specchi una lastra di metallo o il corpo dello sperimentatore. Si puó anche eseguire un' esperienza di riflessione mettendo gli assi dei due specchi concavi in modo, che formino un angolo, e

Digitized by Google

collocando al vertice di questo una lastra piana normale alla sua bisettrice.

Non appena si allontana la lastra dalla sua giusta orientazione, spariscono le scintille nel risonatore. La lastra piana riflettente puó essere metallica o dielettrica, purché in quest' ultimo caso sia abbastanza grossa. Una di vetro dà effetto notevole anche se sottile (§ 29).

In conclusione, gli specchi sferici potrebbero sostituirsi a quelli cilindrici ordinariamente annessi agli oscillatori ed ai risonatori. Se si seguiterá a dare la preferenza a quelli cilindrici, sará dunque solo per la facilitá della loro costruzione.

Un' esperienza, nella quale interviene certamente la riflessione, é la seguente.

Si colloca presso l' oscillatore una delle estremitá di un lungo tubo metallico orizzontale (per esempio un tubo di ferro da stufa), e si avvicina il risonatore all' altra estremitá. Veggonsi allora in questo vive scintille, anche se la lunghezza del tubo é assai grande. Queste scintille spariscono, se entro il tubo si pone un disco metallico, che lo chiuda quasi interamente, ma restano sensibilmente invariate, se si divide il tubo in piú pezzi, messi l' uno sul prolungamento dell' altro e senza reciproco contatto. Le onde elettromagnetiche si propagano dunque entro il tubo, come farebbero le onde sonore, o come le onde luminose entro un tubo a superficie interna speculare.

Cogli apparecchi II l' effetto sul risonatore si é manifestato vivissimo, adoperando un tubo lungo quanto lo permetteva il locale disponibile, mentre cogli apparecchi I si sono viste le scintille con un tubo lungo tre a quattro volte la massima distanza, oltre la quale le scintille stesse cessano di manifestarsi, facendo l' esperienza senza il tubo. Perció é probabile che, anche cogli apparecchi piú grandi, si potrebbero far giungere le radiazioni a distanze gran-

Digitized by Google

dissime, molto superiori a quelle, per le quali le onde propagate liberamente cessano di dare effetti sensibili.

Il tubo puó non essere ad asse rettilineo, ma puó essere costituito da pezzi curvi, o da pezzi rettilinei congiunti ad angoli ottusi. In tal caso l'esperienza rassomiglia ad una, che sará descritta piú avanti (§ 47), nella quale le onde si propagano entro un dielettrico, subendo, per parte di questo, la riflessione totale.

Recentemente il signor V. Lang [1] ha tratto partito dell'esperienza descritta, onde misurare la lunghezza d'onda dei miei oscillatori. Un tubo a pareti conduttrici, presso l'estremitá del quale é collocato l'oscillatore, si biforca ad una certa distanza da questo in due tubi, i quali sono piegati ad U, e che si riuniscono poi nuovamente in un unico tubo, entro il quale si trova un indicatore delle onde, del genere di quelli adoperati dal Lodge (§ 5). I due rami in forma di U possono variare separatamente di lunghezza, essendo ciascuno formato da due tubi posti l'uno entro l'altro come i tubi di un cannocchiale, per cui l'intero apparecchio imita fedelmente quello ben noto di Quincke, che serve per l'interferenza delle onde sonore, e viene adoperato nella stessa maniera. Il v. Lang ammette che l'indicatore non abbia un proprio periodo d'oscillazione, e perció ritiene di aver misurato con tale apparecchio la lunghezza d'onda propria dell'oscillatore. É certo peró che, se invece dell'indicatore si adoperasse un risonatore, la lunghezza d'onda misurata non sarebbe giá quella dell'oscillatore, ma quella del risonatore (§ 21); ed é sicuro del pari che, se veramente l'indicatore a polvere metallica si comporta nel modo indicato, qualunque delle esperienze d'interferenza dei § 21 a 26, potrá essere utilizzata per misurare la lunghezza d'onda dell'oscillatore.

---

[1] *Wied. Ann.* 1896, b. LVII, p. 430.

Digitized by Google

Se dallo studio geometrico della riflessione si passa allo studio fisico delle vibrazioni riflesse, e cioé se, anziché occuparsi soltanto della direzione in cui esse si propagano, si vuol studiare la loro intensitá e la loro orientazione, é a prevedersi che si avranno, per mezzo delle onde elettriche, fenomeni analoghi a quelli prodotti dalla luce polarizzata, giacché le radiazioni elettriche generate dagli oscillatori sono polarizzate per loro natura.

Le esperienze in proposito devono essere in grado di fornire, o meno, una conferma diretta della teoria elettromagnetica della luce, secondo la quale il piano di polarizzazione deve essere parallelo alla direzione della forza magnetica, e perpendicolare a quella della forza elettrica. In altri termini, assumendo con Fresnel, come direzione delle vibrazioni in un raggio polarizzato, quella perpendicolare al piano di polarizzazione, si deve trovare, che la direzione della forza elettrica deve corrispondere alla direzione delle vibrazioni dell'etere nella teoria di Fresnel (vedi la Nota D).

Tratteró separatamente della riflessione sui metalli e di quella sui dielettrici, cominciando da quest'ultima.

39. **Riflessione sui dielettrici. Disposizioni sperimentali.** — Alcune esperienze di riflessione delle onde elettriche sui dielettrici furono fatte da Trouton [1] e da Klemencic [2]. Il primo, facendo riflettere le radiazioni obliquamente sopra un muro di circa un metro di spessore, trovó confermata la prevista esistenza di un angolo di polarizzazione. Il secondo studió la riflessione sopra una lastra di solfo, e trovó lo stesso fenomeno. Peró non ottenne in generale buon accordo fra i suoi risultati e quelli calcolati colle formole di Fresnel.

---

(1) *Nature*, XXXIX, n. 1008, p. 393.

(2) *Wiener Berichte*, januar 1891, p. 109.

Digitized by Google

Cogli apparecchi II si puó comodamente studiare la riflessione in condizioni piú vantaggiose, in quanto che il fascio di radiazioni emesso dallo specchio annesso all' oscillatore ha una larghezza di 4 o 5 volte la lunghezza d' onda, ed una lastra dielettrica riflettente, che utilizzi tutto il fascio, non acquista perció dimensioni eccessive. Converrá peró porre mente ad una circostanza, sulla quale si é sorvolato, e cioé che, se la lastra dielettrica é a faccie parallele e non abbastanza grossa, la riflessione sulla seconda faccia e le riflessioni multiple interne possono alterare i risultati.

Per le esperienze di riflessione la superficie riflettente viene collocata sulla piattaforma girevole S (fig. 3), in modo che sia verticale e perpendicolare al fascio di radiazioni, che proviene dallo specchio BC, allorché nella graduazione tracciata sul disco S si legge lo zero. Inoltre si porrá il dielettrico a tale altezza, che resti metá al disopra e metá al disotto del piano orizzontale passante per l' asse di rotazione dell' oscillatore. Il risonatore, anziché essere collocato ove lo mostra la fig. 3, sará posto sul braccio mobile TU.

Converrá avere gran cura, affinché le radiazioni dirette non agiscano sul risonatore, quando, l' angolo d' incidenza essendo assai grande, il risonatore é quasi rivolto verso l' oscillatore. Perció le distanze fra l' oscillatore e il corpo riflettente e fra questo ed il risonatore si faranno le piú grandi possibili, compatibilmente colla sensibilitá del risonatore. In alcuni casi é utile collocare, prima della lastra riflettente, un largo diaframma metallico munito di una apertura circolare di 20 a 30 c. di diametro.

Girando la piattaforma S si dá all' angolo d' incidenza i il valore, che meglio piace, e per ricevere nel risonatore la radiazione riflessa si colloca il braccio TU in modo, che faccia, colla direzione delle radiazioni incidenti, un angolo eguale a $180^\circ - 2i$, che si leggerá nella graduazione tracciata sulla base PQ.

Digitized by Google

Facendo poi girare l'oscillatore intorno al proprio asse, e leggendo la sua inclinazione sull'annesso cerchio graduato, si potrá far sí, che le vibrazioni incidenti sieno, o perpendicolari al piano d'incidenza, o parallele a questo piano, o inclinate d'un angolo qualunque.

In complesso l'apparecchio si adopera come il noto apparecchio di Jamin per lo studio della riflessione della luce polarizzata.

40. **Esperienze relative alla riflessione sui dielettrici.** — Coll'apparato descritto ho studiato la riflessione sopra lo zolfo, la paraffina ed il vetro.

Nel caso dello zolfo la superficie riflettente era una delle faccie di una lastra di zolfo prismatica. Le radiazioni riflesse internamente non potevano cosí sovrapporsi a quelle studiate ed alterare i risultati. In un'altra serie di esperienze ho fatto riflettere la radiazione sulla faccia maggiore del biprisma descritto nel § 26.

Anche per la riflessione sulla paraffina ho fatto uso d'un blocco prismatico, oppure del grande prisma a base di trapezio, che sará descritto nel § 48. L'intensitá della radiazione riflessa é notevolmente piú piccola che collo zolfo, come é naturale pel minor indice della paraffina.

Infine, ho esaminata la riflessione operata da una lastra di vetro da specchi a faccie parallele grossa circa 0,7 c. Quantunque cosí sottile, una lastra di vetro dá un'energica riflessione, mentre una altrettanto sottile di paraffina o di zolfo non produce che una riflessione debolissima, in causa dell'interferenza (fenomeno analogo a quello della macchia nera negli anelli di Newton).

I fenomeni osservati, specialmente nello zolfo, furono simili ai corrispondenti fenomeni ottici.

Per chiarezza d'esposizione supponiamo di osservare le vibrazioni incidenti VW nella direzione della loro propagazione e precisamente dalla superficie riflettente verticale S verso l'oscillatore O (fig. 26), e le vibrazioni

Digitized by Google

riflesse $V_1 W_1$ nella direzione di loro propagazione, dal risonatore R verso la superficie riflettente S. Tanto sopra un raggio incidente OB come sul relativo raggio riflesso BR si prenda un punto qualunque A o C, e si conduca per esso un piano normale al raggio; poi, sui due piani PQ

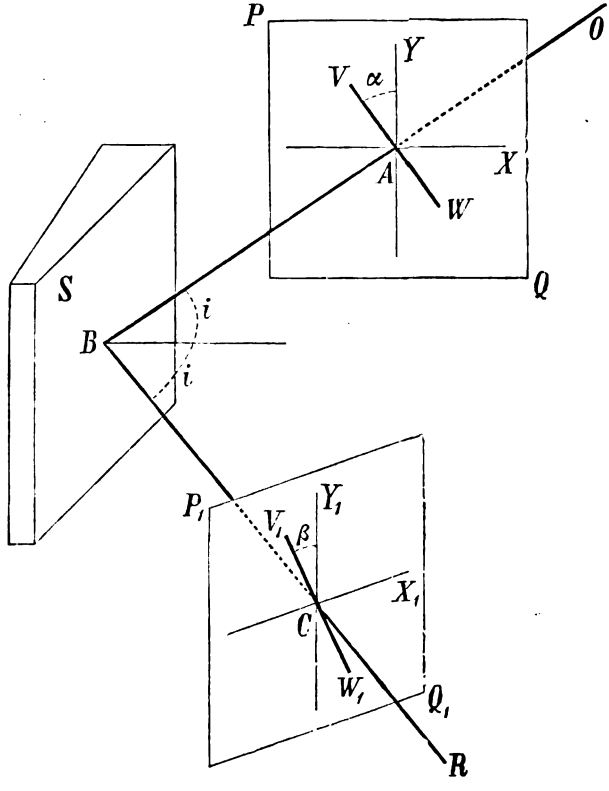

Fig. 26

e $P_1 Q_1$ cosí condotti, si traccino due assi ortogonali, uno orizzontale AX, CX_1 ed uno verticale AY e CY_1. Indicheremo con α l'angolo, che la vibrazione elettrica VW sul raggio incidente fa coll'asse verticale, e con β quello che la vibrazione riflessa fa pure coll'asse verticale, prendendo come positivi questi angoli, allorché si contano

Digitized by Google

nel verso opposto a quello del moto degli indici di un orologio.

L'angolo α si misurerá sul cerchio graduato dell'oscillatore, e gli si potrá dare a piacere qualunque valore. Se si fará $\alpha = 0^\circ$, e cioé si porrá verticalmente l'asse di figura dell'oscillatore, le vibrazioni incidenti saranno perpendicolari al piano d'incidenza OBR, che é orizzontale. Facendo invece $\alpha = 90^\circ$, e cioé disponendo l'asse dell'oscillatore orizzontalmente, le vibrazioni incidenti saranno nel piano d'incidenza.

Nel primo caso le vibrazioni riflesse saranno esse pure verticali, e nel secondo orizzontali, per ragione di simmetria, e perció, per raccoglierle nel risonatore, in modo che questo ne risenta tutto l'effetto, dovrá farsi $\beta = 0^\circ$ nel primo caso, e $\beta = 90^\circ$ nel secondo. I valori di β si leggeranno sul cerchio graduato annesso al risonatore.

In questi due casi, nei quali é nota l'orientazione della vibrazione riflessa, si potrá ottenere una misura relativa della sua ampiezza col metodo *b*) del § 9, e cioé osservando di qual angolo deve girarsi il risonatore, a partire dalla orientazione, rispettivamente nei due casi verticale od orizzontale, onde spegnere le sue scintille, o ridurne l'intensitá e la frequenza ad uno stesso valore costante ed assai piccolo. Si giunge cosí ad avere una misura relativa dei coefficienti, che in ottica si sogliono indicare con h e k, per vari valori dall'angolo d'incidenza i. Per le formole di Fresnel, relative alla riflessione della luce sui corpi trasparenti, si ha

$$h = -\frac{\operatorname{sen}(i-r)}{\operatorname{sen}(i+r)}, \quad k = \frac{\operatorname{tang}(i-r)}{\operatorname{tang}(i+r)} \text{ (1)},$$

$$\frac{k}{h} = -\frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)},$$

(1) Ho dovuto prendere positivamente il valore di k in causa del modo nel quale ho scelta la direzione positiva degli assi.

Digitized by Google

dove $\operatorname{sen} r = \frac{\operatorname{sen} i}{n}$, n essendo l'indice di rifrazione del corpo adoperato.

Se α ha un valore compreso fra 0° e 90°, anche β é acuto. Questo angolo β si potrá determinare col metodo a) del § 9. Nel caso della riflessione della luce si ha

$$\operatorname{tang} \beta = \operatorname{tang} \alpha \frac{\cos(i + r)}{\cos(i - r)}.$$

Se in particolare $\alpha = 45°$, la determinazione di β fará conoscere il rapporto fra h e k, giacché si ha in tal caso evidentemente $\operatorname{tang} \beta = -\frac{k}{h}$.

Esperienza a): $\alpha = 0$. Tenendo l'oscillatore col suo asse verticale e facendo variare i, ho riconosciuto in tutti i casi che la radiazione riflessa aumenta d'intensitá al crescere di i. Dunque h cresce coll'incidenza, appunto come per la luce.

Esperienza b): $\alpha = 90°$. L'asse dell'oscillatore é orizzontale, e quindi le vibrazioni elettriche incidenti sono nel piano d'incidenza. In questo caso l'intensitá della radiazione riflessa comincia col diminuire al crescere di i, sino a divenire sensibilmente nulla, poi torna a crescere sino alle maggiori incidenze osservate. Dunque, il coefficiente k ha lo stesso andamento come nella corrispondente esperienza d'Ottica, e perció é necessario ammettere che: *nelle ondulazioni elettromagnetiche la forza elettrica é perpendicolare al piano di polarizzazione*, come vuole la teoria elettromagnetica della luce.

Collo zolfo k si annulla per i compreso fra 60° e 64°, e colla paraffina quando i é compreso fra 52° e 59°. Ora, ammessi i valori 1,87 ed 1,43 per l'indice di rifrazione di queste due sostanze, il loro angolo di polarizzazione deve essere rispettivamente 61° 52′ e 55° 2′.

Con una lastra di vetro da specchi ho trovato per l'angolo di polarizzazione un valore compreso fra 62° e 70°. L'indice di rifrazione sarebbe dunque compreso fra 1,88

Digitized by Google

e 2,75. Come si é visto, il sig. Wiedeburg (§ 24) avrebbe trovato 2,63 come indice di rifrazione del vetro da lui adoperato. Essendo questi valori piú elevati dei valori che hanno gli indici di rifrazione del vetro per le radiazioni calorifiche e luminose, sembra che il vetro presenti la dispersione anomala per le onde assai lunghe.

Esperienza c): $\alpha \begin{matrix} > 0^\circ \\ < 90^\circ \end{matrix}$. Si sa che, nel caso dell' Ottica, k cambia segno all' angolo di polarizzazione, cosiché, dato che VW (fig. 26) sia la vibrazione sul raggio incidente, quella sul raggio riflesso fa un angolo β negativo, quando i é compreso fra 0° e l'angolo di polarizzazione, ed un angolo β positivo, quando i é compreso fra l'angolo di polarizzazione e 90°, essendo peró in ogni caso $\beta < \alpha$. Nella fig. 26 la vibrazione riflessa $V_1 W_1$ é rappresentata pel caso di i maggiore dell'angolo di polarizzazione, mentre per i minore di questo angolo la vibrazione $V_1 W_1$ deve immaginarsi collocata entro l'angolo $X_1 C Y_1$. Naturalmente faccio qui astrazione dai fenomeni ottici di polarizzazione elittica, che si producono alle incidenze vicinissime a quella di polarizzazione.

Mi sembrava assai interessante l' ottenere colle radiazioni hertziane la verificazione del cambiamento di segno della vibrazione elettrica parallela al piano d' incidenza. L' esperienza, in grazia delle disposizioni adottate, riesce facilissima. Si inclini l' oscillatore in modo, che il suo asse di figura faccia colla verticale un angolo qualunque α, meglio peró se differisce non molto da 45°, e si dia ad i un valore abbastanza piccolo, per esempio 45°. Si riconosce allora, che β é negativo, e cioé che, per rendere massime le scintille nel risonatore, bisogna girarlo nel verso del moto degli indici nell' orologio, a partire dalla posizione nella quale é verticale. Si riconosce inoltre, che l' angolo β é numericamente minore di α.

Si dia quindi ad i il valore dell' angolo di polarizzazione. Si troverá, che il risonatore deve rimanere sensibilmente verticale, perchè le scintille siano massime.

Digitized by Google

Infine, si faccia i maggiore dell'angolo di polarizzazione, per esempio 70°. In tal caso, girando il risonatore a partire dalla verticale nel senso di prima, si vedono diminuire in esso le scintille, anziché aumentare, come accadeva per $i = 45°$. Per renderle del massimo splendore bisogna ora girare il risonatore in senso contrario a quello di prima, cioé nel senso preso come positivo. Dunque β é ora positivo, come si era previsto, ed inoltre si verifica, che numericamente é ancora minore di α.

Esperienza d): $\alpha = 45°$. In questo caso, come si é giá notato, la misura di β fa conoscere il rapporto $\frac{k}{h}$. Ho fatto qualche misura collo zolfo, ed ho ottenuto i risultati della seguente tabella, la prima colonna della quale contiene l'angolo d'incidenza i, la seconda l'angolo misurato β, la terza il valore di tang $\beta = \frac{k}{h}$, la quarta il valore di $\frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)}$, che deve essere eguale a $\frac{h}{k}$ per le formole di Fresnel. Nelle due ultime colonne non si é tenuto conto dei segni.

i	β	tang β	$\frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)}$
45°	—25°	0,47	0,42
50	—19	34	30
55	—11	19	18
60	— 5	09	05
65	7	12	09
70	18	32	25

Siccome le misure di β non possono farsi che con poca esattezza, cosí non do alcuna importanza alla poca differenza,

Digitized by Google

che c'é fra qualche numero della 3ª colonna ed il suo vicino della 4ª. Ma credo, che l'andamento generale dei valori di $\frac{k}{h}$ sia dimostrato abbastanza dai numeri ottenuti, per concludere anche quí alla verificata analogia col fenomeno ottico corrispondente.

Esperienza e): *confronto fra k ed h.* Nel caso della luce k é sempre minore di h. Lo stesso avviene per le radiazioni elettriche, e lo si verifica in una delle due maniere seguenti.

Tenendo costante i, si pongano alternativamente in direzione verticale od orizzontale tanto l'oscillatore che il risonatore. Sará sempre piú vivace la scintilla nel primo caso che nel secondo.

Si puó piú comodamente esperimentare in quest'altro modo. Si lasci fisso l'oscillatore col suo asse a 45° dalla verticale, cioé si conservi $\alpha = 45°$, e poi si collochi alternativamente il risonatore verticalmente od orizzontalmente, cioé si faccia $\beta = 0$ o $\beta = 90°$. Sará sempre maggiore la vivacità delle scintille nel primo caso che nel secondo.

In questa esperienza l'oscillazione incidente equivale alle sue due componenti, eguali fra loro, prese secondo la verticale e l'orizzontale; l'una o l'altra soltanto di queste componenti influisce sul risonatore, allorché si trova in una delle sue due orientazioni principali.

Le esperienze di riflessione su dielettrici riescono dunque di tutto punto conformi alle previsioni. Bisogna peró lasciare a parte la riflessione sotto angoli d'incidenza assai grandi, divenendo allora difficile assai l'impedire la causa d'errore giá menzionata, e cioé l'azione diretta dall'oscillatore sul risonatore.

41. **Riflessione sui metalli. Disposizioni sperimentali.** — Le esperienze intorno alla riflessione delle oscillazioni elettriche sui metalli si conducono nella stessa maniera, che quelle del precedente paragrafo. Ma siccome le par-

Digitized by Google

ticolaritá piú interessanti si osservano colle grandi incidenze, cosí bisogna prendere le necessarie precauzioni per avere effetti abbastanza distinti, ed evitare la causa d'errore accennata al § 25, la quale appunto si manifesta specialmente colle grandi incidenze.

Una lastra piana, il cui lato orizzontale l sia di 40 c. o 50 c., é piú che sufficiente per eseguire tutte le esperienze di riflessione, se non si deve oltrepassare l'incidenza di 65° o 70°. Con $i = 70°$, la larghezza $l \cos i$ del fascio di radiazioni riflesso dalla lastra é ancora sufficiente, per produrre vivaci scintille nel risonatore, quand'anche, allo scopo di impedire alle radiazioni di giungere direttamente dall'oscillatore al risonatore, si interponga un diaframma munito di conveniente apertura. Ma per incidenze piú grandi, per esempio di oltre 80°, onde impedire l'azione diretta sul risonatore bisogna aumentare moltissimo la distanza di questo, il che produce, stante il non perfetto parallelismo delle radiazioni e sopratutto la diffrazione, un indebolimento fortissimo nelle sue scintille, le quali anzi finiscono collo sparire affatto.

Per le grandi incidenze bisogna dunque aumentare la lunghezza del lato orizzontale della lastra, e perció ho disposto l'esperienza come segue.

Una lastra di rame AB, lunga 306 c. ed alta 44 c., é posta sul disco graduato mobile S della fig. 3, rappresentato con DE nella fig. 27, in modo che l'asse di rotazione verticale C del disco si trovi a metá lunghezza della lastra. L'oscillatore 0 é collocato a circa 150 c. da C, in modo che il suo asse di rotazione passi pel centro di figura della lastra AB. Quanto al risonatore R, é esso pure collocato in modo, che il suo asse di rotazione passi pel centro della lastra; ma la sua distanza da C é di almeno 400 c., allorché l'angolo d'incidenza é assai grande. Naturalmente il disco DE non é piú portato dallo stesso banco che regge l'oscillatore, ed il risonatore non é piú sul braccio mobile PQ della fig. 3, ma sopra un tavolo

Digitized by Google

indipendente, in modo peró da trovarsi sempre esattamente sul prolungamento del braccio stesso, che serve ora soltanto per indicare la posizione del risonatore.

Cogli apparecchi cosí disposti si puó studiare comodamente la riflessione sul rame, anche per incidenze che

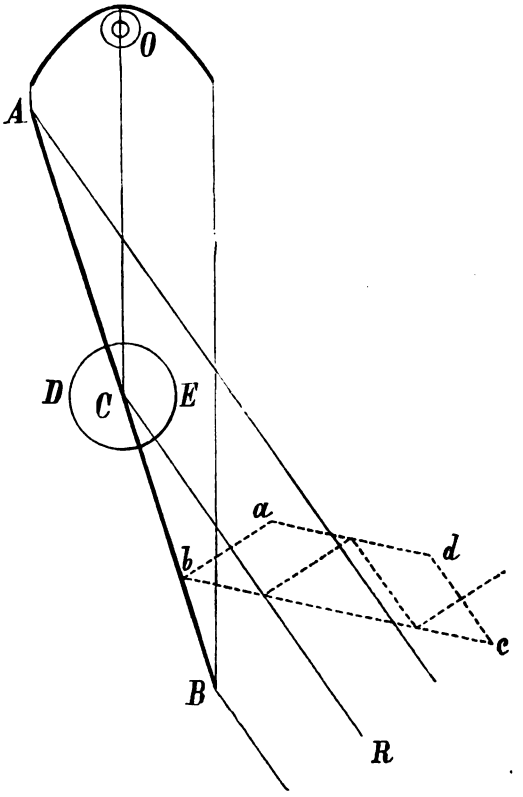

Fig. 27

arrivino agli 82° od 83°, senza che si abbia a temere una qualsiasi azione diretta sul risonatore, per parte delle onde emanate dall' oscillatore.

Come ho accennato nel § 25, se al risonatore possono giungere direttamente le radiazioni dell' oscillatore, esse interferiscono colle radiazioni riflesse dalla lastra *AB*.

Digitized by Google

Il risultato di questa interferenza é di rendere piú vive le scintille nel risonatore, allorché le vibrazioni dell'oscillatore sono orizzontali, di quando esse sono verticali. É appunto questa la ragione per la quale, avendo nelle mie prime esperienze adoperato una lastra di rame troppo piccola, trovai allora un risultato, che era in opposizione con quello ottenuto dalla riflessione sui dielettrici, e con quello che fa prevedere la teoria elettromagnetica della luce.

Ecco ora le principali esperienze eseguite.

42. Esperienze sulla riflessione metallica.

Esperienza a). Riesce come la *a*) del § 40, e collo stesso risultato.

Esperienza b). É simile alla *b*) del § 40, se non che con un risonatore nuovo ed assai sensibile si hanno sempre scintille. Dunque nel caso del rame si riconosce, che il coefficiente k non si annulla, ma passa semplicemente per un minimo all'incidenza principale, che si trova essere di circa 81°. Secondo Jamin [1] l'incidenza principale varia pel rame da circa 67° a circa 71° andando dai raggi violetti ai raggi rossi. Era naturale che, per le onde elettriche, si dovesse trovare un valore alquanto piú grande.

Esperienza c). Riesce similmente alla *c*) del § 40, e cioé si constata che, per ottenere il massimo di scintille nel risonatore allorché le vibrazioni incidenti sono inclinate d'un angolo α (fig. 26) colla verticale, conviene inclinarlo d'un angolo β a partire dalla verticale, verso destra per le incidenze inferiori a quella principale, e verso sinistra per quelle superiori; e che in ogni caso in valore assoluto si verifica essere $\beta < \alpha$.

Si osservi peró, che le vibrazioni luminose riflesse da un metallo sono elittiche, giacché la differenza di fase φ,

[1] *Ann. de Chim. et de Phys.* (3) t. XXII, pag. 311.

Digitized by Google

che si stabilisce fra le due componenti della vibrazione incidente, prese secondo il piano di riflessione e perpendicolarmente a questo piano, cresce gradatamente da 0 a π, allorché l'angolo d'incidenza i cresce da 0° a 90°, assumendo il valore $\frac{\pi}{2}$ per l'incidenza principale, mentre nel caso della riflessione sopra un corpo trasparente la variazione di φ si compie rapidamente da 0 a π per valori di i vicinissimi all'angolo di polarizzazione. Se nel fenomeno elettromagnetico avviene la stessa cosa, l'azimut del risonatore, pel quale le scintille sono massime, non sará altro che quello cui corrisponde l'asse maggiore della vibrazione elittica riflessa.

Ma é facile dimostrare, benché ció, a quanto mi consta, non si sia finora esplicitamente affermato, che anche nel caso della riflessione della luce sopra un metallo, qualora per β si prenda l'angolo che fa l'asse maggiore della vibrazione elittica riflessa colla perpendicolare al piano di riflessione, quest'angolo varia di segno e di grandezza al variare dell'incidenza, nello stesso modo che nel caso della riflessione sopra un corpo trasparente, e precisamente: 1.° che β é di segno negativo o positivo, secondo che l'angolo d'incidenza é minore o maggiore dell'angolo d'incidenza principale; 2.° che, in valore assoluto, β é sempre minore di α (vedi la Nota E). Dunque questa esperienza *c*) dá un risultato perfettamente simile a quello dell'analoga esperienza ottica.

Esperienza d). In tutto simile alla *d*) del § 40.

Esperienza e). Identica a quella corrispondente eseguita nel caso di un dielettrico. Riesce bene solo quando, adoperando un lungo riflettore e tenendo il risonatore assai lontano, questo non puó essere influenzato direttamente dall'oscillatore neppure alle grandi incidenze. Se questa condizione non é soddisfatta, il risultato resta invertito, per un effetto d'interferenza giá spiegato (§ 25).

Digitized by Google

43. **Riflessione elittica.** — Colla disposizione sperimentale della fig. 27 si giunge a mettere in evidenza la polarizzazione elittica delle vibrazioni riflesse, ció che completa l'analogia coi fenomeni ottici.

É bene dare ad α (fig. 26) un valore prossimo a 45°, scegliere un angolo d'incidenza di circa 81°, cioé assai prossimo all'incidenza principale, e adoperare un risonatore nuovo e assai sensibile, che si metterá a posto nel suo riflettore, solo dopo che con altro risonatore si é girato l'apparecchio sino ad un azimut corrispondente all'incirca a quello del minimo di scintille. Questa precauzione ha lo scopo di evitare, che nel risonatore nuovo si producano forti scintille, le quali inutilmente ne scemerebbero in breve la sensibilitá.

Si riconosce cosí che scintille, deboli o intense, veggonsi nel risonatore, qualunque sia la sua orientazione, il che non accadrebbe se l'oscillazione, che lo colpisce, fosse rettilinea (vedi *d* § 9). L'intensitá dell'effetto varia, se si fa girare il risonatore intorno al proprio asse. Con un intero giro si trovano due massimi e due minimi, corrispondenti ad orientazioni fra loro ortogonali. Queste orientazioni sono quelle degli assi della vibrazione elittica.

Se ad α si dá un opportuno valore maggiore di 45°, circa 59° nel caso del mio riflettore, la vivacitá della scintilla nel risonatore diviene sensibilmente costante, qualunque sia l'orientazione del medesimo, qualora l'incidenza i sia l'incidenza principale. In tal caso la vibrazione riflessa é divenuta circolare.

É in questo modo che ho potuto ottenere per la prima volta un raggio di forza elettrica a vibrazioni circolari [1].

---

[1] L'esperienza, colla quale ottenni per la prima volta delle onde elettromagnetiche analoghe alle onde luminose a vibrazioni circolari od elittiche, fu da me pubblicata ai primi d'agosto del 1893, mentre l'esperienza, che sará descritta piú avanti (§ 49), colla quale si ottiene lo stesso risultato ricorrendo alla riflessione totale; fu da me pubblicata in

Digitized by Google

Indicheró piú oltre come si possa piú comodamente ottenere un tal raggio ricorrendo alla riflessione totale (vedi § 49), oppure a lamine birefrangenti (§ 50, 53).

Con uno dei prismi a base di parallelogramma o di trapezio, che saranno descritti nel § 48, ho potuto verificare, che il raggio riflesso nell'ultima esperienza é circolare.

Perció il raggio riflesso, anziché giungere direttamente al risonatore, entra normalmente per una delle faccie *ab* del prisma di paraffina a base di trapezio *abcd*. Questo prisma é l'analogo di uno dei noti parallelepipedi di Fresnel, i quali, in determinate circostanze, possono trasformare un raggio a vibrazioni rettilinee in uno a vibrazioni circolari o viceversa. Dopo tre riflessioni totali interne il raggio esce normalmente dalla faccia *cd*, e solo allora incontra il risonatore. Facendo girare quest'ultimo si riconosce, che il raggio si comporta come uno, che provenga direttamente da un oscillatore inclinato di 45° dalla verticale verso destra, giacché le scintille nel risonatore sono massime per $\beta = -45°$ e nulle per $\beta = +45°$. É ció che doveva osservarsi, se veramente il raggio, che entra nella paraffina, é a vibrazioni circolari.

Colla scelta delle denominazioni di raggi di forza elettrica a vibrazioni elittiche o circolari, mi sono semplicemente attenuto all'analogia coi fenomeni ottici. Peró, mentre nella teoria di Fresnel s'immaginano veri movimenti a traiettorie elittiche o circolari, nel concetto della teoria elettromagnetica della luce non si hanno movimenti di questo genere, ma solo variazioni periodiche d'intensitá

---

settembre dello stesso anno. Piú tardi assai il sig. Zehnder (*Bericht der Naturforschenden Gesellschaft zu Friburg*, b. IX, h. 2) ottenne esso pure delle onde di tal specie, per mezzo della riflessione su due reticoli incrociati. Nei § 4 e 5 della Nota A é poi descritto un metodo, col quale, per mezzo di un moto uniforme di rotazione, si potrebbero ottenere raggi di forza elettrica a vibrazioni circolari od elittiche.

Digitized by Google

e di direzione delle forze elettrica e magnetica, secondo una certa legge, per chiarire la quale giovano le considerazioni seguenti.

In un punto qualunque del dielettrico attraversato dalle onde, che partono da un oscillatore, tanto la forza elettrica quanto la forza magnetica, che sempre gli é perpendicolare, hanno direzioni costanti, ed intensitá variabili secondo la legge sinusoidale (a distanza non troppo piccola dall' oscillatore). Se, invece, nel dielettrico si propagano onde a vibrazioni circolari, le due forze conservano intensitá costanti, ma le loro direzioni ruotano uniformemente nel piano dell' onda. In ogni punto esiste dunque un campo ruotante, in pari tempo elettrico e magnetico.

Peró la direzione é, ad un dato istante, differente, in vari punti presi sulla direzione di propagazione delle onde. Anzi, se s'immaginano rappresentate mediante segmenti di rette le forze elettriche (e similmente per le forze magnetiche), che agiscono ad un istante determinato nei vari punti d' una retta normale alle onde, le estremitá di quei segmenti formeranno un' elica, avente per asse quella retta. e per passo la lunghezza d' onda.

Per avere idea del modo nel quale la forza elettrica (e similmente per la forza magnetica) é distribuita lungo quella retta negli istanti successivi, basterá immaginare, che quell' elica abbia una traslazione nella direzione del proprio asse, con velocitá eguale alla velocitá delle onde.

Un' elica tracciata sopra un cilindro elittico servirebbe a rappresentare, in modo simile, le forze elettriche o le forze magnetiche, in un dielettrico percorso da onde a vibrazioni elittiche (vedi la Nota F). Lungo una retta condotta nella direzione in cui si propagano le onde, le forze variano tanto in direzione quanto in intensitá.

44. **Riflessione sul legno e sul gesso.** — Avendo constatato (§ 37) che il legno in generale, e specialmente quello di abete (fra quelli che avevo sotto mano), tra-

Digitized by Google

smette le vibrazioni elettriche con diversa intensitá e con velocitá diversa, secondo che le sue fibre sono parallele o perpendicolari alla direzione delle vibrazioni stesse, cosí pensai che, secondo ogni probabilitá, analoghe differenze si sarebbero manifestate nella riflessione delle ondulazioni sul medesimo corpo.

Per queste esperienze é opportuno adoperare blocchi d'abete in forma di parallelepipedi, con due delle faccie perpendicolari alle fibre. In quelli, dei quali mi sono servito, due delle faccie parallele alle fibre sono quadrate con 40 c. di lato, mentre gli altri spigoli sono lunghi 5,7 c. oppure 11,4 c. La riflessione si effettua sopra una delle grandi faccie, mettendo il pezzo sul disco girevole della fig. 3 in modo, che una delle faccie piccole gli serva di base di appoggio. Secondo la faccia sulla quale il legno riposa, le fibre di questo saranno o verticali od orizzontali, cioé o perpendicolari o parallele al piano di riflessione.

Col metodo *b*) del § 9, e cioé leggendo sempre l'angolo di cui devesi girare il risonatore per estinguere le scintille, si riconosce, che l'intensitá della radiazione riflessa, oltre che dal valore i dell'angolo d'incidenza e dell'azimut α (fig. 26) della vibrazione incidente, dipende anche dalla direzione delle fibre del legno. Ecco, per esempio, i risultati d'una serie di esperienze fatte col blocco grosso 11,4 c. e con incidenza i di 45°.

Le vibrazioni incidenti erano dapprima parallele al piano di riflessione (cioé l'oscillatore aveva il suo asse orizzontale). Per estinguere le scintille, si dové girare il risonatore di 13° o di 32°, secondo che le fibre del legno erano verticali od orizzontali, a partire dalla direzione orizzontale del risonatore stesso.

Dunque il legno riflette meglio, in questo caso, allorché le sue fibre sono orizzontali, che quando sono verticali, ed anzi il rapporto delle ampiezze nei due casi é

$$\frac{\cos 13^\circ}{\cos 32^\circ} = 1{,}15.$$

Digitized by Google

Girato quindi l'oscillatore di 90° intorno al suo asse di rotazione, in modo che le vibrazioni incidenti divenissero verticali, e quindi perpendicolari al piano di riflessione, si dovette girare di 74° il risonatore, a partire dalla direzione verticale, per estinguere le scintille, se le fibre del legno erano verticali, e di 68° se erano orizzontali.

Qui il legno riflette meglio, allorché é posto colle fibre verticali. Il rapporto delle ampiezze nei due casi é 1,36; il fenomeno é dunque non solo inverso, ma anche piú marcato, in questo caso, rispetto al caso precedente.

Un reticolo di fili metallici paralleli si comporterebbe come il legno, salvo che la radiazione riflessa sarebbe nulla, nei casi in cui col legno ha semplicemente minore intensitá. Sembra dunque che il comportamento speciale del legno si debba principalmente alla circostanza, che in esso é assai maggiore la conducibilitá nel senso delle fibre che in direzione a queste perpendicolare, come dimostró elegantemente il Villari [1].

Variando i, il fenomeno non varia sostanzialmente; solo sembra che, col crescere di i, l'influenza dell'orientazione delle fibre diminuisca.

Dal momento che il disporre orizzontalmente le fibre del legno favorisce la riflessione delle vibrazioni orizzontali, e che il porle verticalmente favorisce la riflessione delle vibrazioni verticali, l'orientazione della vibrazione riflessa deve dipendere dalla direzione delle fibre, se la vibrazione incidente é obbliqua. É quanto diffatti si osserva.

Per esempio con $i = 45°$ ed $\alpha = 45°$, cioé con vibrazioni incidenti inclinate a 45° verso sinistra, l'azimut β della vibrazione riflessa fu trovato di $-10°$ col legno a fibre verticali, e $-28°$ col legno a fibre orizzontali.

---

[1] *Pogg. Ann.* b. 133, pag. 400.

Digitized by Google

Con $i = 60^\circ$, si ebbe nei due casi rispettivamente $+ 25^\circ$ e $+ 34^\circ$. Il segno $+$ fa vedere che con $i = 60^\circ$ era oltrepassata l'incidenza principale. Ma, indipendentemente dal segno, β fu minore sempre nel caso delle fibre verticali.

Un comportamento simile a quello del legno presenta una lastra di selenite, le cui faccie siano parallele al clivaggio principale. Nella sola esperienza fatta in proposito la lastra, grossa circa 3,5 c., era tagliata in forma di disco, col diametro di circa 11,5 c. Sotto l'incidenza di 45° le radiazioni riflesse erano sensibilmente piú intense, allorché le vibrazioni elettriche incidenti erano parallele alla direzione della sfaldatura secondaria non fibrosa (vedi § 52), che quando le vibrazioni stesse erano perpendicolari alla detta direzione.

É sommamente probabile che, adoperando altri corpi birefrangenti, si osserverebbero analoghi risultati.

Digitized by Google

CAPITOLO VI

Rifrazione e riflessione totale.

45. **Prisma, lastra a faccie parallele, lenti.** — L' esperienza classica di Hertz col prisma d' asfalto, si puó agevolmente riprodurre cogli apparecchi descritti nella Parte Prima; ma siccome la lunghezza d' onda é in tal caso assai piú piccola che nell' esperienza di Hertz, non vi é inconveniente ad adoperare prismi di dimensioni molto piú piccole. Per esempio, cogli apparecchi I il prisma, come si é visto (§ 11), puó essere non piú grande di quelli, che si adoperano in Ottica.

Il prisma si collocherá sul disco girevole S della fig. 3, in modo che la faccia d' ingresso delle radiazioni passi per l' asse di rotazione del disco stesso, mentre il risonatore si collocherá sul braccio mobile TU. La graduazione del disco S fará conoscere l' angolo d' incidenza i delle radiazioni sul prisma, e la graduazione tracciata sulla tavoletta PQ dará l' angolo di deviazione d. Se si indica con A l' angolo rifrangente del prisma, si puó calcolare l' indice di rifrazione n della sostanza, di cui é formato, colla formola:

$$n^2 \operatorname{sen}^2 A = \operatorname{sen}^2 i + \operatorname{sen}^2 (d + A - i) + 2 \operatorname{sen} i \cos A \operatorname{sen} (d + A - i),$$

Digitized by Google

la quale si stabilisce con facili considerazioni geometriche.

Per calcolare n occorre conoscere dunque gli angoli A, i, d. Il primo si calcola misurando i lati della sezione del prisma. In generale feci $A = 30°$. Il secondo ed il terzo si leggono, come si é detto, sulle graduazioni, dopo avere spostato il braccio mobile che sostiene il risonatore, sinché le scintille, che in esso si osservano intanto, assumano la massima vivacitá, seguendo le norme date in c) § 9.

Con prismi di solfo e di paraffina trovai per n valori poco diversi da quelli trovati col metodo d'interferenza (§ 24). Ripetendo la misura coi prismi, i valori di n oscillarono intorno a quelli giá adottati. Un prisma di pece greca diede il valore $n = 1,6$.

Con un medesimo prisma non ho trovato nessun indizio di dispersione, adoperando volta a volta gli apparecchi I, II e III, cioé onde lunghe da 2,6 c. a 20 c. Le piccole differenze, che mi accadde di osservare, erano assai minori degli errori probabili di misura.

Un blocco di paraffina a faccie parallele, grosso circa 20 c., deve spostare parallelamente a sé stessa la radiazione elettrica, che lo attraversa sotto un'incidenza di 45°, di circa 6 c., ammesso il valore 1,43 per l'indice di rifrazione di quella sostanza. Un tale spostamento si puó mettere in evidenza sperimentalmente. Infatti, messo il risonatore esattamente di fronte all'oscillatore, e poi interponendo la paraffina, si nota un lieve affievolimento delle scintille: ma queste riprendono la primitiva vivacitá spostando lateralmente, appunto di circa 6 c., il risonatore, e nel senso previsto.

Lodge e Howard raccolsero le radiazioni sopra una lente cilindrica piano-convessa di pece, ed osservarono qualche indizio di convergenza operata dalla lente. Una lente cilindrica piano-convessa di paraffina mi ha dato esattamente i medesimi risultati; soltanto, nel caso mio, la lente puó avere dimensioni di gran lunga minori. Onde

Digitized by Google

una tal lente concentri esattamente nella linea focale le radiazioni parallele, che cadono normalmente sulla sua faccia piana, é necessario, che la sezione trasversale della faccia cilindrica sia un arco di iperbole, la cui eccentricitá sia eguale all' indice di rifrazione della sostanza, di cui la lente é formata. In tal caso le radiazioni convergeranno nella retta, parallela alle generatrici della faccia cilindrica, e passante per quel fuoco dell' iperbole, che é il piú lontano dalla detta faccia.

Ho ottenuto effetti simili con lenti piano-convesse di paraffina e di zolfo, non piú cilindriche, ma di rivoluzione. La curva meridiana é una porzione di iperbole; ma ho riconosciuto che praticamente si comporta in modo uguale una lente, di cui la faccia convessa sia sferica. In tal modo l' esperienza rassomiglia di piú alla corrispondente esperienza ottica. Una lente piano-convessa di 32 c. di diametro, grossa nel mezzo circa 7 c. e di 50 c. di distanza focale, produce effetti abbastanza soddisfacenti. Infatti, un risonatore senza riflettore e tenuto a mano, che si faccia muovere al di lá della lente, s' illumina assai, quando é entro il cono formato dalle radiazioni, da essa rifratte, cioé entro il cono, che ha per base la lente e per vertice il fuoco. Si riconosce pure l' esistenza del cono divergente, prolungamento del primo al di lá del fuoco. La vivacitá delle scintille nel risonatore, allorché é portato presso il fuoco, é visibilmente maggiore di quando é piú prossimo alla lente. Peró le scintille non cessano subito allorché si fa uscire dal cono il risonatore, ció che certo si deve alla diffrazione.

46. **Polarizzazione per rifrazione. Pila di lastre.** — Come nel caso giá studiato della riflessione, anche in quello della rifrazione le radiazioni elettriche si comportano naturalmente come la luce polarizzata, e quí pure si riconosce, che la forza elettrica é perpendicolare al piano di polarizzazione.

Digitized by Google

Come nel caso della luce, una semplice lastra a faccie parallele dá fenomeni poco marcati, quantunque visibili. Cosí, basta porre fra l'oscillatore ed il risonatore una lastra dielettrica (che si poserá verticalmente sul disco *S* della fig. 3), ed inclinarla (girando *S*) in modo, che le radiazioni la incontrano obbliquamente, per riconoscere, che la radiazione trasmessa é piú intensa, allorché le vibrazioni incidenti sono parallele al piano di rifrazione, che quando sono perpendicolari a questo piano. Cosí pure si riconosce, che le vibrazioni subiscono una rotazione, allorquando lungo il raggio incidente hanno una direzione intermedia alle due definite or ora.

Ma gli effetti aumentano, come nel caso dell'Ottica, allorché invece di una si collocano fra l'oscillatore ed il risonatore parecchie lastre dielettriche parallele. Un tal sistema di lastre potrá chiamarsi *pila di lastre*, giacché é analogo alle pile di lastre (di vetro o di mica) adoperate come polarizzatori o come analizzatori nelle esperienze d'Ottica.

Tre lastre di paraffina danno giá effetti evidentissimi. Quelle da me adoperate sono lunghe 50 c. (secondo i lati orizzontali), alte 20 c. e grosse 5. c., e mantenute entro sottili cornici di legno. La figura 28 mostra, come le tre

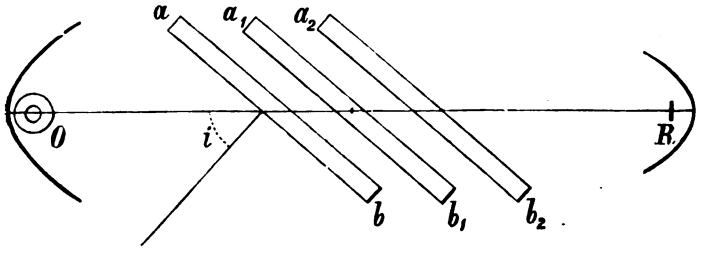

Fig. 28

lastre, ab, a_1b_1, a_2b_2, devono essere collocate fra l'oscillatore *O* ed il risonatore *R*, in modo da essere verticali e parallele fra loro. L'angolo d'incidenza *i* si fará eguale

Digitized by Google

a 55°, che é sensibilmente l'angolo di polarizzazione per la paraffina.

Se l'oscillatore é disposto come nella figura, e cioé le vibrazioni elettriche sono perpendicolari al piano di rifrazione, le scintille in *R* sono assai deboli; ma divengono vivacissime, se si fanno girare di 90° tanto *O* che *R* intorno ai loro assi di rotazione, che sono nella direzione *OR*, rendendo cosí le vibrazioni parallele al piano di rifrazione.

Si puó variare l'esperienza, lasciando fisso l'oscillatore in una posizione intermedia alla due assunte nell'esperienza precedente, e precisamente a 45°. Mettendo alternativamente il risonatore in direzione verticale od orizzontale si constata, che le scintille sono assai più vive nel secondo caso che nel primo. Ora, siccome nella prima posizione del risonatore non si ha che l'effetto della componente verticale della vibrazione incidente, e nella seconda quello della componente orizzontale, e queste due componenti sono eguali, cosí questa esperienza é equivalente all'altra prima descritta.

Se poi, lasciando l'oscillatore a 45°, si cerca col risonatore l'azimut della vibrazione, che emerge dalle lastre, si riconosce, che questa non é piú a 45° col piano di rifrazione, ma fa con questo un angolo minore. Le vibrazioni si avvicinano dunque al piano di rifrazione, come accade appunto nella corrispondente esperienza ottica.

Se si adoperano sette od otto lastre invece di tre, le vibrazioni perpendicolari al piano di rifrazione sono estinte quasi completamente, giacchè non veggonsi scintille nel risonatore, quand'anche abbia la maggior possibile sensibilità.

47. **Riflessione totale.** — Con prismi aventi per sezione un triangolo rettangolo isoscele, formati con paraffina o con solfo, ho ottenuto nel modo piú evidente il fenomeno della riflessione totale. Siccome gli indici di queste due sostanze per le radiazioni elettriche sono maggiori di $\sqrt{2}$, cosí l'angolo limite é per esse minore di 45°, ed

Digitized by Google

un prisma rettangolo deve dare l'effetto, che dá un prisma di vetro a riflessione totale colle radiazioni luminose.

I prismi adoperati hanno tali dimensioni, che le faccie formanti l'angolo diedro retto sono quadrate, ed hanno circa 17 c. di lato. Naturalmente potrebbero essere assai più grandi; ma anche colle dimensioni indicate servono bene, specialmente cogli apparecchi II, purché con un diaframma metallico *DE* (fig. 29), avente un'apertura circolare di 14 c. di diametro, si limiti opportunamente

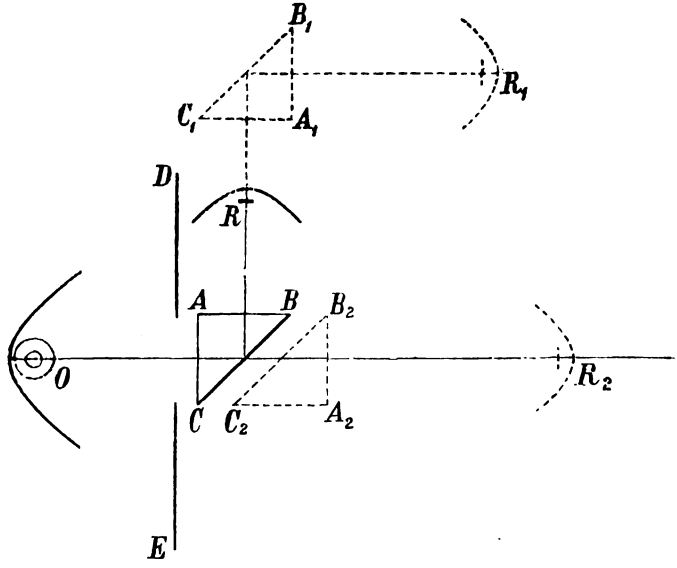

Fig. 29

il fascio di radiazioni, che parte dall'oscillatore *O*. Il prisma *ABC* riceve normalmente, sopra una delle faccie *AC* dell'angolo retto, le radiazioni. Se il risonatore é in R_2, non si vedono in esso scintille; neppure compaiono spostandolo lateralmente in un senso qualunque. Invece, il risonatore mostra vivaci scintille, come se fosse in R_2 ed il prisma fosse soppresso, se é collocato in *R*, e cioé rivolto verso la seconda faccia *AB* dell'angolo retto del prisma. Si ha dunque sulla faccia ipotenusa *BC* la rifles-

Digitized by Google

sione totale. Basta applicare la mano alla faccia BC o meglio una grossa lastra dielettrica, per ottenere una diminuzione nelle scintille, e cioé per far sí che la riflessione non sia piú totale.

Si può aggiungere un secondo prisma $A_1B_1C_1$ disposto in modo che, in seguito ad una seconda riflessione totale, le radiazioni assumano una direzione parallela a quella, che avevano uscendo dall' oscillatore. Il risonatore si collocherá allora in R_1. Se la distanza fra i due prismi è abbastanza grande, non v' è inconveniente a sopprimere il diaframma DE.

Si producono fenomeni interessanti mettendo in seguito al prisma ABC un secondo prisma di egual forma $A_2B_2C_2$, in modo che, quando le due faccie ipotenuse combaciano, i due prismi formino un cubo.

Se le due faccie BC e B_2C_2 sono abbastanza lontane, nulla é cambiato nell' esperienza, e cioé si hanno vive scintille in R, e nulla affatto in R_2. Ma se si diminuisce poco a poco la distanza fra i due prismi, si osserva, che le scintille in R scemano poco a poco d' intensità, mentre si presentano scintille in R_2 con crescente vivacità. Quando i due prismi sono assai vicini, le scintille in R sono sparite, e quelle in R_2 sono vivacissime. I due prismi, benché solo assai vicini e non in contatto, si comportano dunque come un cubo intero.

La distanza fra BC e B_2C_2, per la quale comincia a manifestarsi l' influenza del secondo prisma, é di circa 5,3 c., se si adoperano gli apparecchi II pei quali $\lambda = 10.6$ c. Quella distanza é dunque eguale a circa mezza lunghezza d' onda.

Risulta da queste esperienze che, nei fenomeni di riflessione e di rifrazione alla superficie di separazione fra due diversi corpi, prendono parte entrambi i corpi per uno spessore, che nel caso dell' esperienza descritta, é di almeno mezza lunghezza d' onda. Del resto un analogo fenomeno si osserva in Ottica, allorché si mettono in

Digitized by Google

contatto le faccie ipotenuse di due prismi di vetro a riflessione totale [1].

Ho dato un' altra forma all' esperienza della riflessione totale, imitando il noto fenomeno ottico delle fontane luminose.

Serve all' esperienza un lungo pezzo di paraffina, parte diritto e parte curvo, ottenuto per fusione entro un canale della forma *abcfed* (fig. 30). La larghezza del canale, come pure la sua profondità, erano di 8 c., mentre la

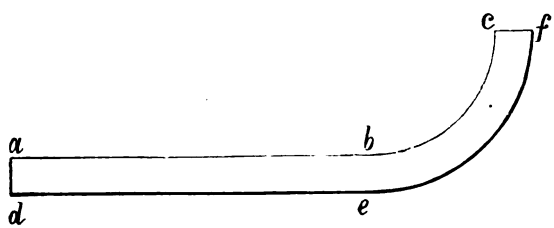

Fig. 30

parte diritta *ab* era di 80 c., ed i quadranti *ef*, *bc* avevano rispettivamente 40 c. e 32 c. di raggio. La lunghezza totale da *ad* fino a *cf* del pezzo di paraffina era dunque di circa 136 c. L' oscillatore I si pone di fronte ad una delle faccie estreme *ad*, *ef*, ed il rispettivo risonatore di fronte all' altra. In tali condizioni si veggono vive scintille nel risonatore, benché le radiazioni percorrano entro la paraffina una distanza assai maggiore di quella, per la quale cogli apparecchi I esse cessano di essere percettibili nel modo ordinario. Sono anzi cosí vive, che si comprende, che l' esperienza riescirebbe anche con un percorso alquanto maggiore entro la paraffina.

Se si applicano le mani o altri corpi estranei in contatto della parte *ef* della paraffina, le scintille scemano ben tosto, come era prevedibile. Inoltre un risonatore,

---

[1] Quincke. *Pogg. Ann.* 127, p. 1. 199.

Digitized by Google

anche se sensibilissimo, non si eccita menomamente, se lo si accosta alla paraffina in qualunque altra parte, che non sia quella supposta. Conviene peró usare l'avvertenza di porre fra la paraffina e l'oscillatore un diaframma metallico, munito d'una apertura piú piccola della faccia, per la quale le radiazioni devono entrare nella paraffina. Senza questa precauzione un risonatore potrebbe essere eccitato direttamente dall'oscillatore.

Collo stesso pezzo di paraffina l'esperienza riesce benissimo anche adoperando gli apparecchi II o III. Naturalmente, adoperando questi apparecchi, si potrebbe fare l'esperienza con una colonna dielettrica di lunghezza grandissima.

48. **Polarizzazione per riflessione totale. Costruzione dei relativi prismi.** — É noto che, quando un raggio di luce polarizzata subisce la riflessione totale, la sua fase cambia, e che questo cambiamento é differente, secondo che il piano di polarizzazione é parallelo o perpendicolare al piano di riflessione. Ne consegue una certa differenza di fase fra le due componenti della vibrazione riflessa, quando la vibrazione incidente é inclinata sul piano di riflessione, e perció la luce riflessa totalmente é in generale a vibrazioni elittiche.

Se δ é la differenza di fase suddetta, allorché la riflessione totale avviene sotto l'angolo di incidenza i entro un corpo d'indice n, sussiste fra queste quantitá la seguente relazione [1]:

$$4n^2 \operatorname{sen}^2 i = (n^2+1)(1+\cos\delta) \pm \sqrt{(1+\cos\delta)[(n^2+1)^2(1+\cos\delta)-8n^2]},$$

la quale permette di calcolare il valore dell'angolo d'incidenza i necessario a produrre una certa differenza di fase δ fra le due componenti della vibrazione.

[1] Vedi p. es. Billet, *Traité d'Optique Physique*, t. II, pag. 112.

Digitized by Google

Se la vibrazione incidente é inclinata di 45° sul piano di riflessione, essa si può scindere in due componenti fra loro eguali, dirette, l'una nel piano di riflessione, e l'altra perpendicolarmente; e se inoltre l'angolo i é tale, che si abbia $\delta = \frac{\pi}{2}$, cioé che la differenza di fase fra le due componenti corrisponda ad una differenza di cammino di un quarto d'onda, il raggio riflesso diviene a vibrazioni circolari.

In questo modo Fresnel ottenne per riflessione totale raggi a vibrazioni circolari, e pure in questo modo io sono giunto ad ottenere nuovamente raggi di forza elettrica a vibrazioni circolari. Per avere raggi a vibrazioni elittiche basta poi far sí, che le ampiezze delle due componenti cessino di essere eguali, inclinando di un angolo diverso da 45° la vibrazione incidente.

Se nella formola scritta si fa $\delta = \frac{\pi}{2}$, si trovano valori reali per i, solo a patto che sia $(n^2 + 1)^2 > 8n^2$. Nessun corpo trasparente, che si presti all'esperienza, ha un indice tale da soddisfare a questa ineguaglianza, e neppure vi soddisfano gli indici 1,43 ed 1,87, che hanno la paraffina e lo zolfo per le onde elettriche, per cui non é possibile ottenere con una sola riflessione totale la polarizzazione circolare. Fresnel ricorse a due, tre o piú riflessioni totali con piano di riflessione comune, facendo i tale che δ sia eguale alla metá, al terzo ecc. di $\frac{\pi}{2}$, e lo stesso ho dovuto far io per adoperare i due dielettrici ora nominati.

Se non che, nel caso della paraffina bisogna adoperare almeno tre riflessioni totali, mentre bastano due nel caso dello zolfo. Infatti, se $\delta = \frac{\pi}{4}$, onde il radicale sia reale occorre che si abbia

$$(n^2 + 1)^2\left(1 + \cos\frac{\pi}{4}\right) > 8n^2,$$

Digitized by Google

il che avviene, se per n si prende l'indice dello zolfo, ma non se per n si prende quello della paraffina. Ho quindi costruito, per fusione in appositi stampi, un blocco di paraffina di forma prismatica, la cui base é un trapezio isoscele $ABCD$ (fig. 31) e un blocco di zolfo di forma prismatica a base di parallelogrammo $EFGH$. Il prisma

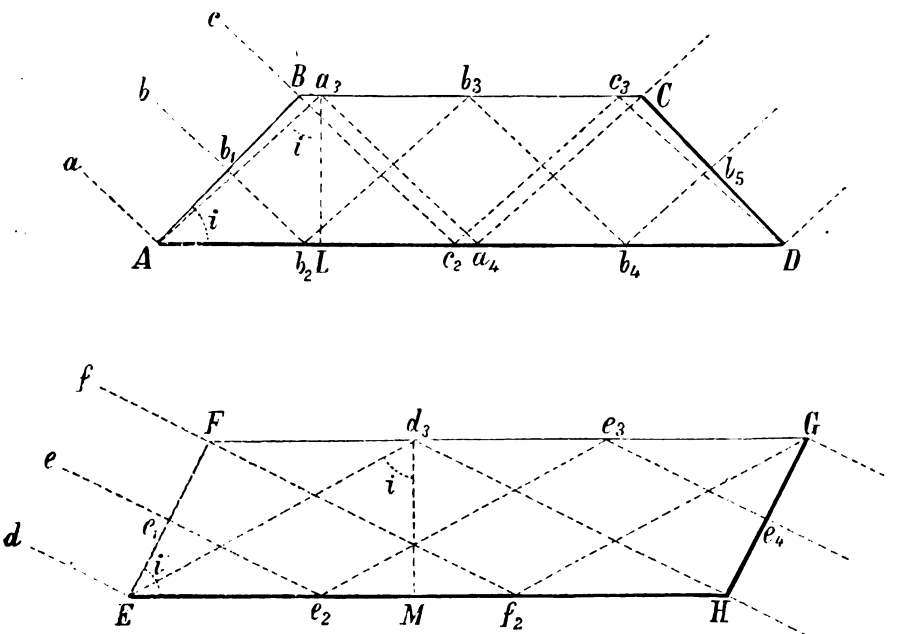

Fig. 31

di solfo fu lasciato quale era uscito dallo stampo: ma quello di paraffina fu accuratamente piallato, perchè le sue faccie fossero ben piane e liscie, ed avessero esattamente le volute inclinazioni reciproche.

Nel prisma di paraffina i raggi paralleli come aA, bb_1, cB, entrano dalla faccia AB normalmente, subiscono in Ab_2c_2 una prima riflessione totale, sotto una incidenza i eguale evidentemente all'angolo BAD, si riflettono di nuovo totalmente in $a_3b_3c_3$, poi una terza volta in a_4b_4D, ed infine escono normalmente dalla faccia CD.

Digitized by Google

Nel secondo prisma i raggi paralleli, come dE, ee_1, fF, che entrano normalmente dalla faccia EF, subiscono una riflessione totale in Ee_2f_2, una seconda in d_3e_3G, e poi escono normalmente dalla faccia GH.

I due prismi agiscono dunque esattamente come i noti parallelepipedi di Fresnel.

Per calcolare le loro dimensioni ho proceduto nel modo seguente.

Pel prisma di paraffina $ABCD$, ho prima calcolato l'angolo i, ponendo nella formola $\delta = \frac{\pi}{6}$ ed $n = 1{,}43$. Con questi dati la formola dá (in causa del doppio segno) $i = 67^\circ\ 45'$ ed $i = 46^\circ\ 52'$. In Ottica si sceglie il maggiore dei due valori di i, onde avere minor dispersione. Non essendovi qui tal motivo di preferenza ho adottato $i = 46^\circ\ 52'$ perché, a paritá di grandezza delle faccie d'ingresso e di uscita delle radiazioni, il prisma acquista minor volume, che adottando l'altro valore di i.

Indicando con a la lunghezza dei lati AB, CD del trapezio, si ha dalla figura, per l'altezza del medesimo, $a_3L = a \operatorname{sen} i$; e per le lunghezze delle basi:

$$AD = 4AL - Ba_3, \quad BC = 2AL + Ba_3.$$

Ora

$$AL = a\frac{\operatorname{sen}^2 i}{\cos i}, \quad Ba_3 = AL - a\cos i,$$

onde

$$AD = a\frac{3\operatorname{sen}^2 i + \cos^2 i}{\cos i}, \quad BC = a\frac{3\operatorname{sen}^2 i - \cos^2 i}{\cos i}.$$

Nel mio prisma $a = 27{,}2$, per cui si trova $a_3L = 19{,}86$ c., $AD = 82{,}14$ c., $BC = 44{,}98$ c. Siccome poi all'altezza del prisma, di cui il trapezio $ABCD$ é la base, diedi un valore eguale ad a, si ha pel suo volume l'espressione $\frac{3a^3 \operatorname{sen}^3 i}{\cos i}$, cioé 34320 c. c.

Pel prisma di zolfo, bisogna porre nella formola $\delta = \frac{\pi}{4}$ ed $n = 1{,}87$. Si trovano per i i valori $33^\circ\ 49'$, $62^\circ\ 34'$.

Digitized by Google

Ho adottato $i = 62° 34'$. Avendo poi voluto che le faccie d'ingresso e d'uscita delle radiazioni fossero quadrate e di 23 c. di lato, si ha $EF = GH = a = 23$. L'altezza d_3M ed i lati maggiori del parallelogramma sono dati dalle formole $d_3M = a \operatorname{sen} i$, $EH = \frac{2a \operatorname{sen}^2 i}{\cos i}$, ed il volume del prisma é $\frac{2a^3 \operatorname{sen}^3 i}{\cos i}$. Coi valori adottati per a ed i si trova $d_3M = 20{,}4$ c., $EH = 78{,}7$ c. e pel volume 36940 c. c.

Tali sono le dimensioni che ho definitivamente adottate pei due prismi, coi quali si effettuano le esperienze descritte nel paragrafo seguente.

§ 49. **Polarizzazione circolare ed elittica, ottenute per riflessione totale.** — Per ottenere un raggio polarizzato circolarmente bisogna collocare uno dei prismi della fig. 31 davanti all'oscillatore, in modo che le radiazioni, che partono dal riflettore di questo, cadano normalmente sulla faccia *AB*, oppure *EF* del prisma. Di fronte alla faccia *CD*, oppure *GH*, si colloca il risonatore, in modo che il suo asse di rotazione sia perpendicolare alla faccia stessa, e quindi nella direzione delle radiazioni che emergono dal prisma. Se si adopera il prisma di zolfo a due riflessioni, le radiazioni, che emergono dalla sua faccia *GH*, sono parallele alle vibrazioni incidenti, e perció puó accadere, che il risonatore venga eccitato dalle radiazioni, che passano in vicinanza del prisma senza entrarvi. Per escluderle basta peró porre fra l'oscillatore ed il prisma, e assai vicino a questo, un largo diaframma metallico avente un'apertura non piú grande della faccia *EF* ed in corrispondenza di questa. Il diaframma é inutile col prisma a tre riflessioni, il che é un piccolo vantaggio. Ma anche all'infuori di ció il prisma di paraffina é superiore a quello di zolfo, per la nettezza e la precisione dei fenomeni che produce.

Messo cosí a posto l'uno o l'altro dei due prismi, si inclina l'oscillatore in modo che il suo asse di figura

Digitized by Google

faccia un angolo di 45° coi piani delle basi del prisma, ai quali piani é parallelo il piano delle riflessioni, che hanno luogo entro di esso. Se allora si osservano le scintille nel risonatore, ed in pari tempo lo si fa girare intorno al proprio asse, si riconosce, che le scintille stesse conservano una intensitá costante. É ció appunto che doveva osservarsi se, in causa delle riflessioni totali entro il prisma, le radiazioni escono da esso polarizzate circolarmente.

Se le radiazioni polarizzate circolarmente, che escono dal prisma, si fanno entrare in un altro, esso pure costituito in modo da trasformare un raggio a vibrazioni rettilinee in uno a vibrazioni circolari, avviene la trasformazione inversa, e all'uscita dal secondo prisma la radiazione é di nuovo a vibrazioni rettilinee, inclinate a 45° sul piano delle riflessioni. L'esperienza si puó eseguire, per esempio, facendo prima entrare le radiazioni nel prisma di zolfo, poi in quello di paraffina. Il risonatore, che riceve le radiazioni uscenti dal secondo prisma, mostra infatti vive scintille, quando é inclinato a 45° da una certa parte col piano delle riflessioni, mentre allontanandolo angolarmente da quella orientazione, mostra scintille di piú in piú affievolite.

Uno dei prismi descritti può dunque servire a riconoscere, se un raggio di forza elettrica é polarizzato circolarmente, ed appunto mi ha servito in tal modo in una esperienza del § 43.

Se nell'esperienza descritta piú sopra le vibrazioni, che entrano nel prisma, formano col piano delle riflessioni totali un angolo di 0° o di 90°, la radiazione resta a vibrazioni rettilinee, per ragione di simmetria. L'esperienza lo conferma, giacché il risonatore, salvo l'intensitá dell'effetto, si comporta come se, tolto il prisma, ricevesse direttamente le radiazioni dall'oscillatore.

Se poi le vibrazioni incidenti fanno col piano delle riflessioni un angolo compreso fra 0° e 90° e diverso

Digitized by Google

da 45°, il raggio emergente deve essere a vibrazioni elittiche. Uno degli assi dell'elisse sará parallelo, e l'altro perpendicolare, al piano di riflessione, e l'elisse stessa sará tanto piú allungata, quanto piú il valore del suddetto angolo sará vicino a 0° od a 90°. Se quell'angolo é $<$ 45°, l'asse maggiore dell'elisse sará parallelo al piano di riflessione; se é $>$ 45 sará perpendicolare a questo piano.

Tutto ció é d'accordo colle esperienze. Diffatti, salvo quando le vibrazioni incidenti formano un angolo assai vicino a 0° od a 90° col piano d'incidenza, nei quali casi é difficile riconoscere, se le vibrazioni sono elittiche o rettilinee, negli altri casi il risonatore mostra scintille, qualunque sia l'azimut in cui é posto, e queste scintille hanno un massimo d'intensitá, quando il risonatore é parallelo o perpendicolare al piano di riflessione, ed un minimo quando é in un azimut perpendicolare a quello del massimo.

Un secondo prisma posto dopo il primo ristabilirá la polarizzazione rettilinea. Le vibrazioni emergenti saranno dunque rettilinee, ed inclinate, sul piano delle riflessioni, di un angolo eguale e di segno contrario a quello formato col medesimo piano dalle vibrazioni incidenti. Ció si verifica agevolmente, cosicché l'analogia coi fenomeni ottici é anche qui completa.

Digitized by Google

CAPITOLO VII

Doppia rifrazione.

§ 50. **Doppia rifrazione prodotta dal legno.** — Il fenomeno della doppia rifrazione delle onde elettromagnetiche fu ottenuto per la prima volta da me in principio del 1894 (1). Il corpo, col quale produssi il fenomeno, fu il legno di abete, il quale si comporta rispetto a quelle onde, come fa, di fronte alle onde luminose, un cristallo birefrangente.

Il sig. Mack, che certo non conobbe in tempo quel mio lavoro, pubblicó (2) poscia esperienze simili alle mie, che gli diedero risultati perfettamente conformi a quelli già da me ottenuti.

Piú tardi Garbasso (3), Lebedew (4) e J. C. Bose (5), ottennero la doppia rifrazione delle onde elettromagnetiche adoperando cristalli invece del legno.

---

(1) *Mem. della R. Acc. di Bologna*, serie V, t. IV, pag. 487.
(2) *Wied. Ann.* 1895, b. LIV, p. 342.
(3) *Atti della R. Acc. di Torino*, v. XXX, *19 maggio 1895.*
(4) *Wied. Ann.* 1895, b. LVI, p. 1.
(5) *Naturw. Rundschau* 1896, p. 191.

Digitized by Google

Tutte queste esperienze non avrebbero forse potuto eseguirsi in modo conveniente, senza apparecchi capaci, come quelli descritti nella Parte Prima, di produrre oscillazioni elettriche di piccolissima lunghezza d'onda. Infatti, mentre le dimensioni, da darsi alle tavole di legno destinate a mostrare la doppia rifrazione con onde lunghe varii decimetri, riescirebbero incomodissime, sarebbe quasi impossibile il trovare cristalli abbastanza grandi per servire al medesimo scopo.

Ho giá dimostrato (§ 37), che il legno assorbe differentemente le radiazioni elettromagnetiche, secondo che le sue fibre sono perpendicolari o parallele alla direzione, che sulle onde ha la forza elettrica, tanto con misure dirette, quanto con una semplice esperienza dimostrativa. Questa stessa esperienza puó in pari tempo essere utilizzata per dimostrare, che il legno trasmette nei due casi le onde con velocità differenti, e quindi che é birefrangente per le stesse onde.

Infatti, una tavola d'abete, tagliata parallelamente alle fibre, é in quella esperienza collocata fra l'oscillatore ed il risonatore, in modo che le fibre sieno a 45° coll'asse di figura del primo di questi apparecchi. Se si fa girare il risonatore intorno al suo asse di rotazione, si riconosce che, in generale, le scintille non si possono estinguere mai completamente, ma solo presentano un massimo ed un minimo di vivacità, allorché il risonatore ha certe due orientazioni fra loro perpendicolari.

Perciò le onde, che escono dal legno in questa esperienza, non sono piú, in generale, a vibrazioni rettilinee, come lo erano prima di attraversare quel corpo, ma bensí a vibrazioni elittiche, come quelle che in determinate condizioni si ottengono nella riflessione metallica (§ 43) o per mezzo della riflessione totale (§ 49).

Il legno si comporta dunque nello stesso modo, come farebbe una lamina birefrangente messa sul cammino d'un raggio polarizzato, nell'analoga esperienza ottica.

Digitized by Google

Ripetendo l'esperienza, dopo aver fatto girare di 45° nel proprio piano la tavola di legno, in modo cioé che le sue fibre divengano o perpendicolari o parallele all'oscillatore, si trova, che le onde emergenti conservano la polarizzazione rettilinea, che avevano prima di attraversare quel corpo. Infatti, l'azione sul risonatore é in tal caso nulla, allorché esso é posto trasversalmente, e cioé perpendicolarmente all'oscillatore.

Per conseguenza se, lasciando immobile il risonatore in questa direzione trasversale, si fa fare al legno un intero giro nel proprio piano, si trovano due orientazioni delle sue fibre, perpendicolari fra loro, per le quali l'azione sul risonatore resta nulla come in assenza del legno, e due altre, a 45° colle precedenti, per le quali veggonsi scintille della massima vivacitá. Se si tracciano sul legno le direzioni parallele all'oscillatore, mentre l'azione sul risonatore é nulla, si ottengono due rette fra loro perpendicolari, che si potranno chiamare *linee d'estinzione*, come nell'analoga esperienza ottica. Una di queste linee risulta dunque parallela alle fibre, e l'altra perpendicolare alle medesime. É quando l'oscillatore non é parallelo a nessuna delle due linee di estinzione, che le radiazioni emergenti hanno, in generale, la polarizzazione elittica.

L'elitticitá della radiazione, che in tal caso esce dal legno, dipende dallo spessore della tavola adoperata. Supponiamo nuovamente che le fibre siano orientate a 45° dall'asse di figura dell'oscillatore. Se la tavola d'abete é piuttosto sottile, per esempio ha 3 c. di spessore, l'elitticitá é assai poco manifesta, e ad ogni modo l'azimut dell'asse maggiore dell'elisse é poco inclinato sulla direzione primitiva delle vibrazioni. Dando al legno uno spessore di piú in piú grande, l'elisse diviene meno eccentrica, ció che si riconosce dal fatto, che diventa meno differente la vivacitá delle scintille nel risonatore, allorché questo é orientato o secondo l'asse maggiore o secondo l'asse

Digitized by Google

minore dell' elisse. In pari tempo l' asse maggiore si accosta sempre piú ad essere perpendicolare alle fibre.

Con un legno grosso 13,7 c. l' asse maggiore é sensibilmente perpendicolare alle fibre. Se allora si diminuisce l' angolo, che le vibrazioni incidenti fanno colla direzione delle fibre, ed invece di lasciarlo di 45° lo si rende eguale a circa 22°, non si osserva piú differenza sensibile nelle scintille al variare dell' azimut del risonatore, e perció la radiazione emergente dal legno é sensibilmente a vibrazioni circolari. La tavola grossa 13,7 c. ha dunque tale spessore, che la differenza di fase fra le due componenti della vibrazione incidente, prese secondo le linee di estinzione, é eguale a $\frac{\pi}{2}$; essa puó quindi considerarsi come lamina quarto-d'-onda.

Per convincermi che nell' ultima esperienza le radiazioni emergenti dalla tavola d' abete grossa 13,7 c. sono veramente a polarizzazione circolare, ho istituito la seguente esperienza. Disposto verticalmente l' oscillatore e messe le fibre del legno a 22° colla verticale, ho fatto passare le radiazioni emergenti nel prisma di paraffina a riflessione totale descritto nel § 48, prima di riceverle nel risonatore. Ho constatato allora, che il risonatore presentava un massimo di scintille, allorché era inclinato a 45° colla verticale in un certo senso, e che l' azione sul medesimo era nulla, allorché era inclinato a 45° in senso opposto. Perció la radiazione emergente dal prisma era sensibilmente a vibrazioni rettilinee, e quindi doveva essere polarizzata circolarmente quella uscente dal legno.

Una tavola di abete anche piú grossa di 13,7 c., per esempio grossa 17 c. (la quale puó essere costituita da due o piú tavole aventi la fibre parallele), dá di nuovo la polarizzazione elittica.

Tutto ció é perfettamente analogo a quanto si osserva nelle esperienze ottiche, nel caso di una lastra birefrangente, la quale assorba differentemente le radiazioni polarizzate secondo le sue direzioni di estinzione.

Digitized by Google

Si abbia infatti un raggio a vibrazioni verticali, il quale debba attraversare una lamina birefrangente colle linee di estinzione inclinate a 45°, e si supponga, che le due componenti prese secondo le dette linee di estinzione subiscano per parte della lamina un assorbimento differente. Indichiamo con m l'ampiezza della componente, che fa colla verticale un angolo di 45° misurato a partire dalla verticale ed in senso opposto a quello degli indici dell'orologio, allorché esce dalla lamina, e con n l'ampiezza dell'altra componente, considerata essa pure all'uscita. Se si suppone $m > n$, si avrá il caso del legno colle fibre inclinate di 45° colla verticale nel senso del moto degli indici. Indichiamo infine con φ la differenza di fase che si forma fra quelle due componenti, con a, b, i semi-assi della vibrazione elittica emergente, essendo $b > a$, e con β l'angolo (contato nel senso del movimento degli indici), che l'asse maggiore dell'elisse fa colla verticale.

Ponendo per brevitá:

$$\rho = \sqrt{(m^2 - n^2)^2 + 4\, m^2 n^2 \cos^2 \varphi},$$

si trova facilmente:

$$\frac{a^2}{b^2} = \frac{m^2 + n^2 - \rho}{m^2 + n^2 + \rho}, \quad \operatorname{tang} \beta = \frac{2\, m n \cos \varphi - \rho}{m^2 - n^2} \text{ (1)}.$$

(1) Sia $\operatorname{sen} \theta$ la vibrazione verticale incidente. Le sue componenti secondo le due linee di estinzione saranno, all'ingresso della lamina:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{sen} \theta, \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{sen} \theta.$$

e all'uscita della medesima:

$$\frac{m}{\sqrt{2}} \operatorname{sen} (\theta - \varphi), \quad \frac{n}{\sqrt{2}} \operatorname{sen} \theta.$$

Esse equivalgono, ad una componente orizzontale:

$$x = -\frac{m}{2} \operatorname{sen} (\theta - \varphi) + \frac{n}{2} \operatorname{sen} \theta,$$

Digitized by Google

Se la lamina é sottilissima, tanto che φ sia sensibilmente nulla, si trova $\frac{a^2}{b^2} = 0$, $\operatorname{tang} \beta = -\frac{m-n}{m+n}$. Dunque la vibrazione emergente é rettilinea; e siccome per una lamina assai sottile m ed n differiscono pochissimo fra loro, la vibrazione stessa é quasi verticale. Se fosse $m = n$, e cioé la lamina fosse egualmente trasparente per ogni radiazione di qualsiasi azimut, la vibrazione emergente sarebbe perfettamente verticale. In causa dell'essere m diverso da n, essa si inclina, allontanandosi dalla linea di estinzione cui corrisponde n, cioé cui corrisponde il maggiore assorbimento.

Nel caso d'una lamina quarto-d'-onda si ha $\varphi = \frac{\pi}{2}$, e si trova $\beta = -45^\circ$, cioé l'asse maggiore della vibrazione emergente é perpendicolare alla linea di estinzione, alla quale corrisponde il maggiore assorbimento. Nel caso del legno l'asse maggiore dell'elisse sará dunque perpen-

e ad una verticale:

$$y = \frac{m}{2} \operatorname{sen}(\theta - \varphi) + \frac{n}{2} \operatorname{sen} \theta .$$

Eliminando θ si trova, come equazione della vibrazione elittica emergente:

$$x^2 (m^2 + n^2 + 2\, mn \cos\varphi) + y^2 (m^2 + n^2 - 2\, mn \cos\varphi) + 2\, x\, y\, (m^2 - n^2) = m^2 n^2 \operatorname{sen}^2\varphi .$$

Determinando i sèmi-assi a, b, di questa elissi, e l'angolo β che uno di essi forma colla verticale si trova:

$$\frac{a^2}{b^2} = \frac{m^2 + n^2 \pm \rho}{m^2 + n^2 \mp \rho}, \quad \operatorname{tang} \beta = \frac{2\, mn \cos\varphi \pm \rho}{m^2 - n^2},$$

in cui si é posto:

$$\rho^2 = (m^2 - n^2)^2 + 4\, m^2 n^2 \cos^2\varphi .$$

Procedendo poi con un metodo simile a quello indicato nella Nota *E*, onde scegliere il segno di ρ in modo, che β sia l'angolo fatto colla verticale dell'asse maggiore dell'elisse, si trovano le formole scritte nel testo.

Digitized by Google

dicolare alle fibre, come appunto risulta dalle esperienze. Se fosse $m = n$, la vibrazione emergente sarebbe, come é noto, circolare.

Se infine si suppone, che la lamina sia di mezza-onda, e quindi $\varphi = \pi$, si trova $\frac{a^2}{b^2} = 0$, $\operatorname{tang} \beta = -\frac{m+n}{m-n}$. Dunque la vibrazione emergente é di nuovo rettilinea, ed é orientata fra la direzione orizzontale e quella perpendicolare alla linea d'estinzione, alla quale corrisponde l'assorbimento maggiore. La vibrazione sarebbe, come é noto, orizzontale, se fosse $m = n$.

Se mentre $\varphi = \frac{\pi}{2}$ si inclina la vibrazione incidente verso la linea di estinzione corrispondente al maggiore assorbimento, si potrá far sì, che le due componenti prese secondo le linee di estinzione abbiano, all'uscita della lamina, ampiezze eguali. In tal caso si avrá $m = n$, e la vibrazione emergente sará circolare, come nel caso di una lamina non assorbente. Ció é quanto accade col legno grosso 13, 7 c., se la vibrazione incidente fa un angolo di circa 22° colla direzione delle fibre.

La lamina di legno di 13,7 c. di spessore si comporta dunque come una lamina quarto-d'-onda formata con tormalina, piuttosto che come una di quarzo o di mica.

51. **Doppia rifrazione prodotta da cristalli.** — La doppia rifrazione delle onde elettromagnetiche prodotta da corpi cristallizzati fu ottenuta la prima volta, come si é detto nel § precedente, dal signor Garbasso. Egli adoperó apparecchi simili a quelli descritti nella Parte Prima, disponendo le esperienze nel modo seguente.

Fra l'oscillatore ed il risonatore veniva posto un cristallo birefrangente, per esempio di spato, mentre il risonatore era in posizione trasversale, cioé col suo asse di figura in direzione perpendicolare a quella dell'asse di figura dell'oscillatore. Mentre in assenza del cristallo il

Digitized by Google

risonatore non mostrava nessuna scintilla, scintille piú o meno vivaci si presentavano in generale, allorché il corpo birefrangente era messo sul cammino delle onde. Facendo girare il cristallo intorno ad una retta parallela alla direzione della propagazione delle onde, si osservava, che quando il cristallo aveva due certe orientazioni fra loro perpendicolari, le scintille mancavano completamente, e che quando aveva orientazioni a 45° dalle precedenti, le scintille avevano la loro massima vivacitá.

In alcune esperienze il cristallo era posto contro una finestra circolare praticata in un grande diaframma metallico. Ammesso che in queste esperienze il diametro della finestra fosse abbastanza piccolo, l' effetto delle onde secondarie generate del cristallo, le quali da sole, come si é osservato nel § 20, possono produrre effetti simili a quelli descritti or ora, non poteva manifestarsi. Perció quéste esperienze fatte col diaframma metallico dimostrano veramente, che il cristallo adoperato produceva la doppia rifrazione.

Analoghe esperienze stavo eseguendo coi miei apparecchi, allorché ebbi notizia delle pubblicazioni di Garbasso e di Lebedew. Esse erano condotte come alcune di quelle del Garbasso, cioé col porre un grosso cristallo birefrangente contro una piccola apertura praticata in un grande diaframma metallico, il quale era collocato fra l' oscillatore ed il risonatore, muniti dei loro specchi parabolici e ad assi incrociati.

Adoperando un romboedro di spato le linee di estinzione sembrano coincidere con quelle relative all' analoga esperienza ottica. Infatti, per quanto si può giudicare con un corpo di dimensioni tanto limitate, il risonatore sembra non risentire alcuna azione, quando la sezione principale dello spato è parallela o al risonatore o all' oscillatore.

Ma questa coincidenza non ha luogo, se si esperimenta con un cristallo di selenite, e molto probabilmente

Digitized by Google

lo stesso accade se si adopera qualunque cristallo, che presenti la doppia rifrazione ottica a due assi.

Perció mi parve interessante il misurare gli angoli compresi fra le rette d'estinzione date dall'esperienza ottica, e quelle date dall'esperienza elettromagnetica, angoli che al Garbasso erano risultati approssimativamente eguali a 45°.

Per giungere a questa misura mi parve conveniente il tracciare, mediante una punta acuta, le direzioni delle linee di estinzione sopra una delle faccie della lastra di gesso adoperata.

Ma mia prima cura fu l'eliminare completamente le azioni, che poteva produrre il gesso, anche considerato come dielettrico isotropo. A questo scopo, non solo adoperai sempre, nelle esperienze eseguite colle onde elettromagnetiche, il diaframma metallico con apertura circolare, ma, per eccesso di precauzione, diedi al gesso la forma di cilindro.

Presa una grande lastra di selenite, colle faccie di clivaggio naturale, e colla grossezza di 3 c. a 5 c., e constatato che la lastra era costituita da un unico cristallo, e perció senza geminazioni (osservandola a questo scopo dopo averla posta fra due Nicol incrociati), la tagliai in forma di cilindro, del diametro di 11 c. a 12 c., colla superficie laterale normale alle basi.

Sulle faccie del grosso disco, cosí preparato, segnai le direzioni d'estinzione ottica, procedendo nel seguente modo.

Un fascio intenso di luce diretto orizzontalmente cadeva, sotto l'incidenza di polarizzazione, sopra uno specchio di vetro nero disposto verticalmente. Il fascio riflesso, che era polarizzato nel piano orizzontale e quindi a vibrazioni verticali, era ricevuto in un prisma di Nicol, orientato in modo da estinguere (o rendere minima) la luce, da esso trasmessa. Posto fra lo specchio ed il Nicol il disco di gesso, in modo che fosse attraversato ad angolo retto dai raggi riflessi dallo specchio, lo feci lentamente

Digitized by Google

girare nel proprio piano, finché la luce trasmessa dal Nicol fosse nuovamente estinta. Allora, aiutandomi con un filo a piombo, segnai sopra una delle faccie del disco la direzione verticale. Ció fatto, continuai la rotazione del disco sino a produrre una nuova estinzione, e segnai ancora sopra il medesimo la direzione della verticale.

Le due rette cosí tracciate, le quali riuscirono sempre, come dovevano, sensibilmente perpendicolari fra loro, sono le linee di estinzione relative alla luce. Come é noto, esse non sono altro che le bisettrici degli angoli compresi fra i due assi ottici, i quali nella selenite sono paralleli alla sfaldatura principale.

Procedendo in modo perfettamente analogo segnai sullo stesso disco le linee di estinzione relative all' esperienza fatta colle onde emanate dall' oscillatore, il quale era disposto con cura in direzione verticale. Anche queste due direzioni di estinzione riescirono sensibilmente perpendicolari fra loro, ma non coincidenti affatto colle linee d' estinzione ottica.

Rimaneva a misurare gli angoli compresi fra i due sistemi di linee d' estinzione. A questo fine adottai il partito di tracciare sul cristallo una nuova retta di direzione arbitraria, e di misurare, per mezzo di un compasso e coll' aiuto di una lente d' ingrandimento, le lunghezze dei tre lati del triangolo formato dalla detta retta, da una delle linee d' estinzione ottica, e da una delle linee di estinzione elettromagnetica. Potei allora calcolare l' angolo compreso fra le ultime due di queste rette.

Questa serie di esperienze venne da me eseguita molte volte, non solo sul medesimo disco di gesso, ma anche su altri preparati in modo simile, e ne ebbi risultati abbastanza concordanti, dai quali si deduce, che una linea di estinzione di uno dei sistemi fa con quelle dell' altro angoli alquanto differenti da 45°, e precisamente uno compreso fra 36° e 40°, e l' altro per conseguenza compreso fra 54° e 50°.

Digitized by Google

Questa mancata coincidenza fra le linee di estinzione per le onde luminose e quelle relative alle onde elettromagnetiche, non solo non deve sorprendere, ma sino ad un certo punto poteva essere prevista. É noto infatti che la direzione delle linee d'estinzione ottica, ossia delle bisettrici degli angoli degli assi ottici, varia nel gesso al variare della lunghezza d'onda. Perció é naturale che le linee di estinzione relative ad onde di 10,6 c. di lunghezza, non coincidano con quelle relative ad onde brevissime, quali sono le onde luminose.

52. **Relazione fra la doppia rifrazione delle onde elettromagnetiche nel gesso e la sua forma cristallina.** — Se da un blocco di selenite si separa per sfaldatura una lastra sottile, si riconosce, che essa puó facilmente spezzarsi secondo due direzioni giacenti nel suo piano, in modo da assumere la forma di un parallelogrammo *ABCD* (fig. 32). Una di queste due direzioni *AB*, *CD*, secondo la quale la lamina agevolmente si spezza, produce una frattura fibrosa; l'altra *AD*, *BC*, produce una frattura simile a quella del vetro, e che non sempre riesce perfettamente rettilinea.

Queste due sfaldature secondarie si sogliono distinguere, chiamando la prima: *sfaldatura fibrosa*, e la seconda: *sfaldatura non fibrosa* o anche *retrosa* o *concoide*. I tre assi cristallini adottati pel gesso sono cosí disposti: uno, l'asse di simmetria, é perpendicolare alle faccie *ABCD* prodotte dalla sfaldatura principale; un altro é perpendicolare ad *AD*, *BC*, cioé alla sfaldatura non fibrosa; il terzo, che insieme al

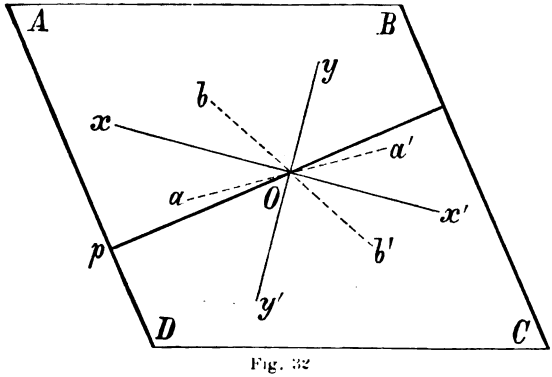

Fig. 32

Digitized by Google

secondo giace in un piano parallelo alla sfaldatura principale, é inclinato su questo di un certo angolo.

Rispetto ai fenomeni ottici il gesso, essendo monoclino, produce la doppia rifrazione a due assi. Gli assi ottici, le cui direzioni si sono rappresentate nella figura colle rette aa', bb', sono paralleli al piano di simmetria $ABCD$, e le bisettrici xx', yy' del loro angolo hanno direzioni, le quali non sono in nessuna maniera determinate dalle proprietá cristallografiche. Queste bisettrici coincidono colle direzioni di estinzione ottica delle lamine parallele alla sfaldatura principale, ed insieme all'asse di simmetria indicano le direzioni dei tre assi dell'elissoide di polarizzazione.

Infine, l'angolo xOp, che una delle linee di estinzione fa colla perpendicolare Op alla direzione della sfaldatura non fibrosa, é di circa 38°. se si prende una media fra i valori ottenuti da diversi sperimentatori, trascurando in questa media le frazioni di grado.

Osservando le linee di estinzione relative alle onde elettromagnetiche, che nell'esperienza del § precedente furono tracciate sul disco di gesso, si scorge, che una di essa sembra parallela alla direzione della sfaldatura non fibrosa. Ció é confermato dai valori numerici, giacché, mentre si é trovato, che fra una delle linee di estinzione ottica ed una di quelle relative alle onde di 10,6 c. di lunghezza é compreso un angolo di 36° a 40°, si vede ora che 38° é il valore dell'angolo che una delle linee di estinzione ottica fa colla detta sfaldatura secondaria. Se ne conclude che, nel caso della doppia rifrazione delle onde elettromagnetiche, una delle linee di estinzione coincide o quasi colla direzione della sfaldatura non fibrosa, e l'altra colla perpendicolare a questa sfaldatura, e perció con uno dei due assi cristallini giacenti nel piano di simmetria.

Siccome questa coincidenza non ha luogo nel caso delle onde luminose, cosí si vede, come la doppia rifra-

Digitized by Google

zione delle onde elettromagnetiche sia piú intimamente collegata alle proprietá cristallografiche, di quello che sia la doppia rifrazione delle onde luminose.

Riflettendo poi che, nel caso dell'esperienza ottica, al variare della lunghezza d'onda della luce adoperata varia non solo l'angolo aOb' compreso fra gli assi ottici, ma anche l'angolo xOp, che la bisettrice del loro angolo acuto fa coll'asse cristallino Op, nasce spontaneo il sospetto, che la coincidenza messa in evidenza or ora non sia rigorosa che per onde di grandissima lunghezza, e sia quindi soltanto approssimata per le onde di 10,6 c., adoperate nelle mie esperienze.

Ho tentato di chiarire questo punto, misurando colla maggior cura possibile l'angolo, che una delle linee di estinzione relative alle onde elettromagnetiche fa colla direzione della sfaldatura non fibrosa.

Preso un disco di gesso grosso 3,5 c. e di 11,5 c. di diametro, le cui faccie circolari erano parallele alla sfaldatura principale, ho tracciato su una di queste un diametro parallelo alla sfaldatura non fibrosa. Per maggior esattezza mi sono valso della sfaldatura fibrosa, che riesce sempre ben rettilinea, e della conoscenza dell'angolo BAD (fig. 32) che é compreso fra le due sfaldature secondarie, il cui valore é di circa 67°. Dopo avere tracciato sul gesso una retta parallela alla sfaldatura fibrosa, ed un'altra ad essa perpendicolare, ho misurato su queste due direzioni ortogonali due cateti, calcolati in modo che l'ipotenusa, che ne congiungeva le estremitá, risultasse inclinata di 67°, e dalla debita parte, sulla sfaldatura fibrosa. La detta ipotenusa indicava dunque la direzione della sfaldatura non fibrosa.

Eseguita questa operazione preliminare su entrambe le faccie del disco, ottenni due rette sensibilmente parallele fra loro, come si puó constatare facilmente, essendo il disco assai trasparente.

Digitized by Google

Ció fatto, si trattava di misurare gli angoli delle rette cosí tracciate colle linee di estinzione. A questo scopo il disco fu fissato nell'apertura *A* (fig. 33) praticata al centro di un disco *BCD* (diametro 43 c.) a contorno graduato, il quale riempie quasi esattamente una finestra circolare praticata nella tavoletta verticale *MN*, che puó fissarsi sul banco della fig. 3 fra l'oscillatore ed il risonatore. Il disco *BCD* é sostenuto da tre carrucole poste entro lo spessore della tavoletta, e rappresentate nella figura coi cerchi punteggiati *a*, *b*, *c*, le quali gli permettono di girare agevolmente intorno al proprio centro.

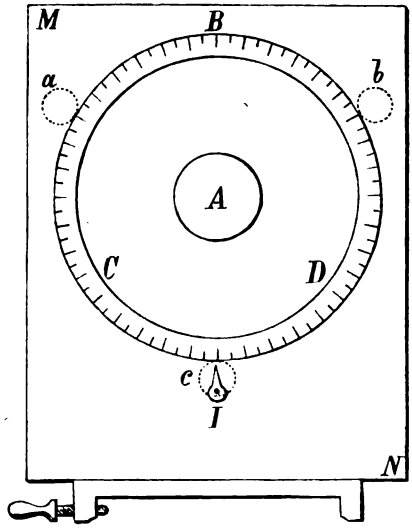

Fig. 33

In grazia di questa disposizione, il disco di gesso posto in *A* puó girare comunque nel proprio piano, pur rimanendo sempre col suo centro sopra la retta, che congiunge il centro dell'oscillatore al centro del risonatore; di piú, si puó sempre conoscere qual sia la sua orientazione, per mezzo della graduazione che porta il disco *BCD* e di un indice fisso *I*, che é posto in corrispondenza del punto piú basso della medesima. Anzi, il gesso viene fissato nell'apertura *A* in modo, che le rette parallele alla sfaldatura non fibrosa, che furono tracciate in precedenza sulle sue due faccie, riescano esattamente parallele al diametro 0°-180° della graduazione; cosicché la lettura fatta coll'indice *I* fa conoscere immediatamente l'angolo, che la sfaldatura non fibrosa fa colla retta, che congiunge l'indice *I* all'asse di rotazione del disco *BCD*.

Digitized by Google

Ad evitare azioni disturbatrici, una lastra metallica é applicata contro la tavoletta *MN*. In questa lastra esistono due aperture: una circolare di 8 c. di diametro, in corrispondenza del disco di gesso, ed una piú piccola e di forma qualunque, che lascia vedere l'indice *I* e la porzione attigua della graduazione.

Prima di mettere il disco di gesso, cosí montato, fra l'oscillatore ed il risonatore, venne il primo disposto verticalmente il meglio possibile, e poi si determinó con cura l'orientazione del risonatore perpendicolare all'oscillatore. A questo scopo adoperai il solito metodo generale descritto nel § 9, e cioé spostai nei due sensi il risonatore, facendolo girare intorno al suo asse di rotazione, sino ad ottenere l'estinzione delle scintille, e lo fissai stabilmente nell'orientazione media fra le due cosí determinate.

Preparata ogni cosa in tal modo, la tavoletta *MN* portante il disco di gesso venne messa al suo posto fra i due apparecchi. Immediatamente apparvero scintille nel risonatore; ma, facendo girare il gesso intorno al proprio asse, giunsi a farle sparire. Per determinare con precisione l'orientazione che il gesso doveva avere, affinché l'azione sul risonatore fosse nulla, lo spostai nei due sensi verso la orientazione cercata sino a spegnere le scintille, e assunsi la media delle due letture fatte come eguale a quella, che intendevo determinare. Come media di quattro serie di determinazioni trovai, che la direzione di una delle linee di estinzione faceva un angolo di 1°,6 col diametro 0°-180° della graduazione.

Questo risultato non era peró definitivo, giacché nulla assicurava il parallelismo fra le oscillazioni emesse dall'oscillatore e la retta passante pel centro del disco *BCD* e l'indice *I*. Era dunque necessaria una ulteriore determinazione, che feci nel modo seguente.

Tolto il gesso dal disco *BCD* ed allontanato il risonatore munito di specchio adoperato nella esperienza descritta, fissai un semplice risonatore senza specchio al

Digitized by Google

centro dell'apertura A, in modo che esso fosse esattamente sul diametro 0°-180° della graduazione, e disposi questo diametro pressoché orizzontale. Allontanandolo da questa direzione orizzontale, si vedevano apparire in esso delle scintille; ma facendo girare il disco BCD in modo che il risonatore si accostasse all'orizzontalitá, le scintille stesse ad un certo punto sparivano. Facendo la prova una volta con movimento in un senso ed un'altra con movimento in senso contrario ottenni due letture, la media delle quali indicava l'orientazione, per la quale il risonatore era sottratto all'azione del'oscillatore. Come media di quattro analoghe determinazioni ottenni, che il diametro 90°-270° della graduazione non si trovava di contro all'indice I, ma ne era angolarmente lontano di 0°3.

Tenuto conto del segno di questa correzione, potei concludere, che la direzione della sfaldatura non fibrosa fa un angolo di 1°, 3 con una delle linee d'estinzione.

Se si ammette questo risultato come esatto, quantunque il valore trovato superi di poco l'errore probabile di una tal serie di misure, si puó concludere, che una delle linee di estinzione fa un angolo di 65°, 7 colla sfaldatura fibrosa, ed un angolo di 1°, 3 colla sfaldatura non fibrosa, dato che sia esatto il valore di 67° ammesso per l'angolo fra le due sfaldature secondarie. Per conseguenza la coincidenza fra una delle linee di estinzione ed uno degli assi cristallini non sembra rigorosa, quantunque vicinissima ad essere tale.

53. **Polarizzazione elittica prodotta dalle lamine di gesso.** — Allorquando le onde emanate dall'oscillatore attraversano una lastra birefrangente, per esempio di selenite, disposta in modo, che nessuna delle sue due linee di estinzione sia parallela alle vibrazioni incidenti, le onde emergenti sono generalmente a polarizzazione elittica, precisamente come avviene nell'analoga esperienza ottica,

Digitized by Google

o come avviene allorché si adopera invece del gesso una tavola d'abete parallela alle fibre (§ 50).

Infatti, se si riceve la radiazione elettromagnetica uscente dal gesso nel risonatore, si riconosce, che in generale questo istrumento mostra scintille, comunque lo si faccia girare intorno al suo asse di rotazione, e che queste scintille presentano dei massimi e dei minimi per certe due orientazioni, fra loro ortogonali, del risonatore.

Ecco come si puó eseguire l'esperienza. Davanti all'oscillatore disposto verticalmente, e a circa 20 c. di distanza dal medesimo, si colloca un diaframma metallico verticale munito di una apertura circolare, il cui diametro sia alquanto minore delle dimensioni della lamina, che si vuole adoperare, per esempio 8 c. La lamina di selenite, grossa uno o piú centimetri, viene posta contro l'apertura, ed orientata in modo, che le sue linee di estinzione siano a 45° colla verticale. Il risonatore viene posto a circa un metro di distanza dall'oscillatore, e si osservano le sue scintille, mentre lo si fa girare lentamente intorno al suo asse di rotazione.

Adoperando successivamente lamine di piú in piú grosse, a cominciare da una grossa pochi millimetri, si osservano i fenomeni seguenti.

Quando la lamina é sottilissima, le vibrazioni emergenti si comportano sensibilmente come quelle incidenti, giacché si fanno sparire le scintillette nel risonatore ponendolo orizzontalmente. Dunque l'elitticitá della vibrazione non si puó in tal caso constatare.

Se la lastra é un poco piú grossa, il risonatore dá scintille, comunque venga orientato; ma si nota un massimo, quando il risonatore é quasi orizzontale. Dunque la vibrazione emergente é elittica, coll'asse maggiore dell'elisse quasi verticale; piú esattamente questo asse fa un angolo un poco maggiore di 45° colla sfaldatura non fibrosa.

Nell'analoga esperienza ottica l'asse maggiore dell'elisse é esattamente verticale; é invece inclinato nel

Digitized by Google

caso dell'esperienza eseguita con una lamina di legno (§ 50). Nell'esperienza attuale il gesso si comporta dunque come farebbe una lamina di legno, le cui fibre fossero orientate secondo la sfaldatura non fibrosa del gesso. Perció é da ritenersi, che questo corpo assorba sensibilmente le vibrazioni parallele alla sfaldatura non fibrosa, e non assorba, o assorba meno, le vibrazioni perpendicolari a quella sfaldatura, quantunque le esperienze dirette (§ 37), forse perché eseguite in iscala troppo ridotta, non abbiano messo in rilievo questo assorbimento, che probabilmente sará assai piccolo. Diffatti é da credersi che m ed n (v. il § precedente) sieno assai meno differenti fra loro nel caso del gesso che nel caso del legno, giacché il comportamento di quello diversifica di poco da quello che mostrerebbe, se non producesse assorbimento alcuno.

Aumentando ancora lo spessore della lamina di selenite, sinché divenga di 2,5 c. a 2,8 c., si arriva a produrre una vibrazione quasi circolare. Realmente tale vibrazione é elittica, ma poco eccentrica, ed il suo asse maggiore é perpendicolare alla sfaldatura non fibrosa. Se a questo punto si inclina l'oscillatore, in modo che l'angolo compreso fra esso e la sfaldatura non fibrosa divenga, non piú 45°, ma soltanto 36° a 40°, la vibrazione emergente diviene perfettamente circolare, come si riconosce dal fatto, che le scintillette del risonatore conservano una costante intensitá, comunque se ne muti l'orientazione. Tutto ció é analogo a quanto si osservó con una tavola d'abete grossa 13,7 c., colla differenza, che per avere la vibrazione circolare basta, nel caso del gesso, uno spostamento angolare assai piccolo dell'oscillatore. La lamina di gesso grossa due centimetri e mezzo o poco piú é dunque una lamina quarto-d'-onda.

Con lamine di grossezza anche maggiore l'eccentricitá della vibrazione emergente torna a crescere, sinché, quando si arriva allo spessore di 5 c. a 6 c., la vibrazione stessa é nuovamente rettilinea.

Digitized by Google

Una lamina di tale grossezza si potrá chiamare lamina di mezz'-onda, giacché si comporta come le lamine che in Ottica meritano questa denominazione. Peró la vibrazione emergente non é orizzontale, ma bensí inclinata verso la linea di estinzione perpendicolare alla sfaldatura non fibrosa, sempre in causa del maggior assorbimento prodotto sulle vibrazioni parallele alla sfaldatura non fibrosa.

Infine, aumentando ancora lo spessore della lamina di selenite, si ottiene nuovamente la polarizzazione elittica, e cosí di seguito.

Se si eseguiscono le descritte esperienze in un modo un poco grossolano, le differenze fra i loro risultati e quelli dati dalle esperienze fatte con lamine trasparenti possono sfuggire, ció che dipende dalla circostanza, che non é molto grande, come lo é invece nel caso del legno, la differenza di assorbimento per le vibrazioni parallele alle due linee di estinzione.

Per eseguire la descritta serie di esperienze non é indispensabile avere un gran numero di lamine di selenite. Poche invece possono bastare, giacché per formare ogni voluto spessore si puó sovrapporne parecchie, avendo cura peró che esse riescano tutte concordemente orientate. A questo scopo é comodo avere segnato su tutte la direzione della sfaldatura non fibrosa, la quale direzione, come si é visto, coincide sensibilmente con quella di una delle linee di estinzione. Ma si potrá ancora mettere alcune delle lamine in modo, che la direzione della sfaldatura non fibrosa delle medesime sia ad angolo retto con quella delle altre. In tal caso lo spessore di quelle lamine dovrá sottrarsi dalla somma degli spessori di queste, onde ottenere lo spessore complessivo del sistema.

Se si trascura l'effetto dovuto alla differenza di assorbimento prodotto dal gesso sulle vibrazioni parallele alle linee di estinzione, si puó misurare la differenza di fase φ, che la lamina introduce fra le vibrazioni stesse. Descriveró qui il metodo, che ho ideato per effettuare tale misura, e che in fondo é simile ad uno da me altra volta adoperato

Digitized by Google

per misure ottiche [1], perché, quantunque non dia nel caso del gesso risultati molto soddisfacenti, esso potrá riescire utile per corpi birefrangenti, i quali non producano differenze di assorbimento.

Fra il risonatore e la lamina birefrangente, e quasi in contatto di questa, si colloca un reticolo a fili orizzontali. Non uscirá da questo che la componente verticale della vibrazione elittica, e si potrá apprezzarne l'intensitá, misurando l'angolo α, del quale si deve far girare il risonatore, a partire dalla verticale, per spegnere le scintille (*b*, § 9). Ció fatto, si porrà il reticolo in modo, che i conduttori lineari, che lo costituiscono, divengano verticali, ed allora si misurerà l'angolo β necessario ad estinguere le scintille nel risonatore, partendo dall'orientazione orizzontale di questo. Il rapporto $\cos^2\alpha : \cos^2\beta$ sará eguale al rapporto fra l'intensitá della componente orizzontale e quella della componente verticale.

Siccome questo rapporto é eguale a $\operatorname{tang}^2 \frac{\varphi}{2}$ [2], cosí si vede, come si possa determinare, in base alle misure degli angoli α e β, il valore di φ.

Con una lamina di selenite grossa 3,5 c., ottenni $\alpha = 66^\circ$, $\beta = 77^\circ$. Se ne deducono per φ i seguenti valori, espressi in gradi: 122°, 238°, 482°, ecc., il primo dei quali concorda abbastanza col risultato giá ottenuto, secondo cui una lamina grossa da 5 c. a 6 c. dá $\varphi = 180^\circ$.

---

(1) *Rend. della R. Acc. dei Lincei*, serie 5.ª, t. I, pag. 189.

(2) Le intensitá delle due componenti x, y, della vibrazione emergente (v. § 50) sono: $m^2 + n^2 - 2mn\cos\varphi$, $m^2 + n^2 + 2mn\cos\varphi$. Il loro rapporto, per $m = n$, si riduce a $\operatorname{tang}^2 \frac{\varphi}{2}$. Se si vuol conservare m differente da n, e si determina anche l'angolo β, che l'asse maggiore della vibrazione emergente fa colla verticale, si possono calcolare in pari tempo φ ed il rapporto $m : n$, giacché, ponendo $\operatorname{tang} 2\beta = p$, si può dimostrare, che si ha:

$$\frac{m^2}{n^2} = \frac{1 + \rho + p(1 - \rho)}{1 + \rho - p(1 - \rho)}, \quad \cos^2\varphi = \frac{(1 - \rho)^2}{(1 + \rho)^2 - p^2(1 - \rho)^2}.$$

Digitized by Google

Il reticolo adoperato in questa esperienza merita di essere descritto. Presi una grande lamina di ebanite, su una delle faccie della quale era incollato un disco di stagnuola di 21,5 c. di diametro, e mediante la riga e il temperino tagliai la foglia metallica secondo tante rette parallele fra loro ed equidistanti, coll' intervallo di circa un millimetro e un terzo fra l'una e l'altra. Dopo di ció levai le striscie alterne, in modo che rimasero sull'ebanite tante striscie di metallo parallele, separate da intervalli eguali alla loro larghezza.

Che un tale reticolo soddisfi bene al suo ufficio, risulta dal fatto, che, se viene posto fra oscillatore e risonatore colle sue striscie in pari tempo parallele ai due apparecchi, non si osserva il minimo effetto nel risonatore.

Se si indica con a lo spessore d'una lamina di selenite, e con n, n' i suoi indici principali di rifrazione relativi alle sue due linee di estinzione, la differenza di fase φ é eguale a $\frac{2\pi a}{\lambda}(n - n')$, dicendo λ la lunghezza d'onda. E siccome la lastra grossa da 5 c. a 6 c. produce una differenza di fase eguale a π, si trova per la differenza $n - n'$ dei due indici un valore compreso fra 0.88 e 1,06.

Questo risultato mostra, che la doppia rifrazione nel gesso delle onde di 10,6 c. di lunghezza é enormemente piú energica che quella delle onde luminose. Infatti, in quest' ultimo caso gli indici principali non differiscono che nella seconda cifra decimale. Un risultato cosí impreveduto mi ha indotto a studiare piú da vicino i caratteri della doppia rifrazione nel gesso, e particolarmente a ricercare, se differenze tanto notevoli esistano anche fra i due indici di rifrazione, indicati piú sopra con n ed n', ed il terzo indice di rifrazione principale.

54. **L'elissoide di polarizzazione per le onde elettromagnetiche nel gesso.** — Si é visto, che gli assi di questo elissoide, i quali hanno lunghezze proporzionali ai tre

Digitized by Google

indici di rifrazione principali, sono diretti come segue. Uno di essi é sensibilmente parallelo alla sfaldatura secondaria non fibrosa, un altro coincide coll'asse di simmetria, e quindi é perpendicolare al piano di sfaldatura principale, ed il terzo coincide sensibilmente con uno dei due assi cristallografici giacenti nel piano della sfaldatura principale. Indichiamo con n_1, n_2, n_3 i tre indici di rifrazione corrispondenti, e rappresentiamo con L_1, L_2, L_3 delle lamine di gesso, le cui faccie sieno ordinatamente perpendicolari ai tre assi dell'elissoide.

Le lastre adoperate per tutte le esperienze descritte nei precedenti §§ furono dunque lastre L_2. Da esse si ricavó, che la differenza fra gli indici n_1 ed n_3 ha un valore compreso fra 0,88 ed 1,06, ammesso che la lastra si comporti come lastra mezz'-onda, allorché é grossa da 5 c. a 6 c. Ma per giungere a conoscere in modo piú completo l'insieme dei fenomeni di doppia rifrazione prodotti dal gesso, occorre studiare ancora lastre L_1 od L_3, cioé lastre tagliate parallelamente all'asse di simmetria, e perpendicolari oppure parallele alla sfaldatura non fibrosa.

Avendo preparate alcune di tali lastre, ho con esse ottenuti i risultati, che espongo nel presente §.

Le lastre L_3, cioé quelle perpendicolari alla sfaldatura principale e parallele alla sfaldatura secondaria non fibrosa, mi hanno mostrato fenomeni quasi identici a quelli delle lastre L_2. Infatti, una lastra L_3 produce una doppia rifrazione sensibilmente tanto energica, quanto quella che dà una lastra parallela alla sfaldatura principale.

Avendo cercato di determinare la grossezza, che una lastra L_3 deve possedere, onde si comporti come lamina quarto-d'-onda oppure come lamina mezz'-onda, ho trovato valori appena superiori a quelli relativi alle lastre L_2. Ne consegue che la differenza $n_1 - n_2$ é quasi uguale ad $n_1 - n_3$, e quindi che l'indice principale n_2, relativo all'asse di simmetria, diversifica pochissimo da n_3, cioé da quello

Digitized by Google

relativo all' asse perpendicolare alla sfaldatura non fibrosa. La differenza fra n_2 ed n_3 é cosí piccola, che puó rimanere qualche dubbio intorno alla sua esistenza.

Peró questi dubbi sembrerebbero eliminati dalla esperienza seguente.

Ho sovrapposto ad una lastra L_3, una lastra L_2, ponendo la direzione della sfaldatura non fibrosa della prima ad angolo retto con quella analoga della seconda, ed ho collocato il sistema cosí formato contro la finestra del diaframma metallico, posto fra l' oscillatore ed il risonatore ad assi incrociati, in modo, che quelle due direzioni fossero a 45° dalla direzione delle vibrazioni incidenti. E chiaro che, se la doppia rifrazione prodotta dalle due lastre é identica, e se uguale é il loro spessore, non si deve ottenere dal sistema nessun effetto di doppia rifrazione. Ma, eseguendo l' esperienza, un effetto si produce, giacché ho osservato piccole scintille nel risonatore. Per renderle minime o nulle occorre, che la lastra L_2 sia un poco piú sottile della L_3; se, per esempio, questa é grossa 3 c., l' altra deve essere grossa circa 2,9 c.

Sembra dunque veramente che n_2 ed n_3 siano differenti, e perció che l' elissoide di polarizzazione sia a tre assi, come nel caso delle onde luminose. Tuttavia, ammesso ció, il detto elissoide diversifica assai poco da un elissoide, che sia di rivoluzione intorno alla direzione della sfaldatura non fibrosa.

Siccome il valore di $n_1 - n_3$ é compreso fra 0,88 e 1,06, risulterebbe dall' ultima esperienza per la differenza $n_2 - n_3$ un valore compreso fra 0,03 e 0,04. Perció, perché una lastra L_1 si comportasse come lamina mezz'-onda, essa dovrebbe avere uno spessore compreso fra 150 c. e 180 c.

Gli effetti prodotti colle lastre L_1, che ho studiato per ultime, sono perfettamente d' accordo coi risultati precedenti.

Infatti, una di queste lastre non produce in modo sicuro la doppia rifrazione. Se, per esempio, essa é grossa

Digitized by Google

3 c., ed é posta nel solito modo fra oscillatore e risonatore incrociati, non appariscono in quest'ultimo apparecchio che scintille debolissime, quali potrebbero essere prodotte nelle stesse circostanze da una lastra L_2 od L_3 grossa un millimetro o due.

Dunque le lamine L_1 si comportano quasi come una tavola d'abete, le cui faccie sieno perpendicolari alle fibre.

Dalle descritte esperienze risulta infine, che i due assi ottici relativi alle onde elettromagnetiche, ossia le due direzioni che si comportano come quelle, alle quali si dá in Ottica la stessa denominazione, devono essere inclinati di un angolo piccolissimo sulla direzione della sfaldatura non fibrosa.

Se anzi ulteriori esperienze (che per ora non posso eseguire non essendo riuscito a procurarmi nuovi blocchi di selenite addatti allo scopo) mostrassero, che i due indici principali n_2 ed n_3 sono rigorosamente eguali fra loro, si dovrebbe concludere, che i due assi ottici coincidono fra loro e colla direzione della sfaldatura non fibrosa. In questa ipotesi il gesso si comporterebbe di fronte alle onde elettro-magnetiche come cristallo ad un solo asse ottico, ed i fenomeni da esso prodotti diverrebbero qualitativamente identici a quelli prodotti dal legno. La direzione delle fibre di questo corrisponderebbe alla direzione della sfaldatura non fibrosa di quello.

55. **Esperienze che hanno avuto esito negativo.** — Mentre tutte le esperienze narrate sin qui mi condussero a risultati simili a quelli, che nelle analoghe circostanze si ottengono colle onde luminose, alcune altre, delle quali tratteró in questo ultimo paragrafo, non hanno avuto pari successo. In queste esperienze con esito negativo non devesi peró scorgere una obbiezione alla teoria elettromaunetica della luce; probabilmente esse mostrano soltanto, che certi effetti si riducono piccolissimi, allorché la lunghezza d'onda adoperata diviene assai grande.

Digitized by Google

Questi effetti sono: la doppia rifrazione provocata per azione meccanica e la rotazione del piano di polarizzazione. Siccome quest'ultimo fenomeno puó essere considerato come prodotto da una doppia rifrazione circolare, cosí anche la trattazione del medesimo puó trovar posto nel presente capitolo.

Avendo cercato di ottenere colle onde elettro-magnetiche un fenomeno di doppia rifrazione simile a quello, che i corpi isotropi, come il vetro, producono, allorché sono assoggettati ad una compressione, mi sono procurato una lastra quadrata di vetro di circa 19,5 c. di lato e grossa 3,75 c., e l'ho introdotta in un robustissimo telaio di ferro, entro il quale, per mezzo d'una vite, la si poteva fortemente comprimere in direzione parallela a due dei suoi lati. Il massimo sforzo, che si fece subire al vetro, si puó valutare a circa 40000 chilogrammi, ció che corrisponde a circa 547 chilogrammi per centimetro quadrato della sezione perpendicolare alla direzione della compressione. Durante questa compressione non ho potuto osservare nessuna traccia di doppia rifrazione.

La disposizione sperimentale adottata é la seguente. Il vetro é posto verticalmente fra l'oscillatore ed il risonatore contro la finestra circolare (diametro 12 c.) di un diaframma metallico, ed é compresso in senso orizzontale. L'oscillatore é inclinato a 45° verso la sinistra dell'osservatore, mentre il risonatore é inclinato a 45° verso destra, ed entrambi gli apparecchi sono vicinissimi al vetro. Nessuna scintilla si osserva naturalmente nel risonatore, anche se sensibilissimo, allorché il vetro non é compresso; ma neppure apparisce la minima scintilla, allorché si produce la piú forte compressione. Di piú si verifica, che anche durante la compressione l'azione sul risonatore é nulla, ricorrendo al solito metodo che vale per determinare l'orientazione del medesimo, nella quale esso é sottratto ad ogni azione per parte delle onde, vale a dire spostandolo nei due sensi sino a far sparire le

Digitized by Google

scintille (che compaiono, quando lo si allontana dalla posizione trasversale), e prendendo la media delle due letture.

Non é nota in modo completo la legge, secondo la quale varia la doppia rifrazione del vetro compresso al variare della lunghezza d'onda; ma se, come é probabile, il fenomeno tende a sparire, allorché si adoperano lunghezze d'onda di piú in piú grandi, si comprende come il fenomeno possa divenire insensibile per le onde di 10,6 c.

Lo stesso risultato negativo ebbi sostituendo al vetro una lastra di marmo, oppure una tavoletta d'abete avente le due faccie perpendicolari alle fibre.

Un risultato negativo ho ottenuto, anche allorché ho cercato di produrre la doppia rifrazione circolare col quarzo. In questo caso é noto, che la polarizzazione rotatoria diminuisce al crescere della lunghezza d'onda, per cui era prevedibile, che il fenomeno sarebbe stato piccolissimo, impiegando le onde dei miei oscillatori. Anzi, se si ricorre ad una delle formole empiriche, per esempio quella di Boltzmann, le quali danno la rotazione del piano di polarizzazione prodotta dal quarzo in funzione della lunghezza d'onda, si trova, che la rotazione stessa si riduce ad una piccola frazione di grado, anche per un quarzo grosso alcuni centimetri, quando la lunghezza d'onda é di 10,6 c. Tuttavia, trattandosi di una estrapolazione, questa considerazione non ha molto valore, e perció ho stimato necessario istituire una apposita esperienza.

A questo scopo ho fatto tagliare da un grande cristallo di quarzo un disco perpendicolare all'asse, che é riescito grosso 4,07 c. e del diametro di 7 c. Questo grosso quarzo, che é destrogiro, produce una rotazione di 884° per la lunghezza d'onda relativa alla riga *D*. Messo fra oscillatore e risonatore contro un'apertura circolare di 6 c. di diametro praticata in un diaframma metallico, non ho potuto osservare la piú piccola rotazione delle oscillazioni elettriche, che lo attraversano.

Digitized by Google

A rigore si poteva anche supporre, che la rotazione avvenisse, ma fosse casualmente eguale ad un multiplo di 180°. Ma il risultato della esperienza é rimasto il medesimo, variando virtualmente lo spessore del quarzo, col sovrapporvi un disco della stessa sostanza grosso 0,8 c., fosse poi quest' ultimo disco destrogiro oppure levogiro, come pure lastre di altre grossezze. Se ne conclude, che la rotazione non si produce in modo percettibile.

Neppure ho potuto ottenere la rotazione delle vibrazioni elettriche, facendo passare le onde dell' oscillatore attraverso uno strato di essenza di trementina grosso piú decimetri.

Infine, anche allorché ho tentato di ottenere un fenomeno analogo a quello di Kerr, facendo riflettere le radiazioni elettro-magnetiche sul polo di una elettro-calamita, non ho ottenuto nessun risultato decisivo. Devo peró avvertire, che l' intensitá magnetica del polo riflettente non era forse molto elevata, per cui, qualora potessi disporre di mezzi piú potenti, ritenterei la prova. Siccome la rotazione delle vibrazioni luminose, prodotta dalla riflessione sopra un polo d' una elettro-calamita, cresce (almeno pei raggi dello spettro visibile) al crescere della lunghezza d' onda [1], cosí non é fuor di proposito il credere alla possibilitá di un risultato positivo, per l' analoga esperienza fatta colle onde elettro-magnetiche.

[1] *R. Acc. dei Lincei, Mem. della Classe di scienze fisiche ecc.;* vol. III, seduta del 7 febbraio 1886.

Digitized by Google

NOTE

Digitized by Google

Digitized by Google

NOTA *A*

Sulle onde etettro-magnetiche generate da un piccolo oscillatore, e su quelle prodotte da due piccole oscillazioni elettriche ortogonali, oppure per mezzo di una rotazione uniforme (1).

1. È noto come Hertz sia giunto a stabilire una teoria approssimata del suo oscillatore, trovando una soluzione delle sue formole generali, la quale fa conoscere le onde elettromagnetiche generate da una piccola vibrazione elettrica rettilinea (2). Il metodo di cui egli ha fatto uso può essere esteso ed utilizzato per altre ricerche, e particolarmente può condurre alla rappresentazione analitica delle onde generate da più vibrazioni elettriche rettilinee, di periodi eguali o differenti.

---

(1) Questa Nota riproduce, salvo alcuni cambiamenti ed alcune aggiunte, resi necessari per adattarla allo scopo attuale, una Memoria pubblicata nelle *Mem. della R. Acc. di Bologna*, *serie V*, *t. IV*, pag. 657.

(2) *Die Kräfte elektrischer Schwingungen*, *behandelt nach der Maxwell' schen Theorie.* Wied. Ann. t. 36, p. 1, 1888. — *Untersuchungen ueber die Ausbreitung der elektrischen Kraft*, pag. 147.

Digitized by Google

Prenderò le equazioni fondamentali di Hertz sotto la forma seguente:

$$A\frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} \ldots \text{ecc.}, \quad A\frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} \ldots \text{ecc.},$$

e cioè supporrò $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$, per cui A sarà l' inversa della velocità di propagazione delle onde elettro-magnetiche. Basterebbe cambiare in queste due equazioni, e nelle altre quattro analoghe, ordinatamente X, Y, Z, L, M, N, A, in $X\sqrt{\varepsilon}$, $Y\sqrt{\varepsilon}$, $Z\sqrt{\varepsilon}$, $L\sqrt{\mu}$, $M\sqrt{\mu}$, $N\sqrt{\mu}$, $A\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\mu}$, perchè assumessero la forma ordinaria.

Come è facile constatare, si soddisfa alle equazioni precedenti ponendo:

$$X = -\frac{d^2\Pi}{dxdz}, \qquad Y = -\frac{d^2\Pi}{dydz}, \qquad Z = \frac{d^2\Pi}{dx^2} + \frac{d^2\Pi}{dy^2},$$

$$L = A\frac{d^2\Pi}{dydt}, \qquad M = -A\frac{d^2\Pi}{dxdt}, \qquad N = 0$$

purchè la funzione di x, y, z, t, indicata con Π, soddisfi alla condizione: $A^2\frac{d^2\Pi}{dt^2} = \Delta\Pi$ (1).

Se per Π si prende la funzione seguente:

$$\Pi = \frac{El}{r}\,\text{sen}\,[2\pi n(t - Ar)],$$

la quale soddisfa, come è facile verificare, alla condizione precedente, ed in cui si è posto $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, mentre E ed l sono due costanti, di cui si vedrà piú

(1) Più generalmente se Π_1, Π_2, Π_3, sono tre funzioni x, y, z, t, tali che ciascuna soddisfi alla condizione $A^2\frac{d^2\Pi}{dt^2} = \Delta\Pi$, i valori:

$$X = \frac{d}{dz}\left(\frac{d\Pi_1}{dz} - \frac{d\Pi_3}{dx}\right) + \frac{d}{dy}\left(\frac{d\Pi_1}{dy} - \frac{d\Pi_2}{dx}\right), \quad L = A\frac{d}{dt}\left(\frac{d\Pi_3}{dy} - \frac{d\Pi_2}{dz}\right),$$

e quelli analoghi di Y, Z, M, N, che si deducono da questi per mezzo di permutazioni circolari, soddisfano alle equazioni fondamentali.

Digitized by Google

oltre il significato, si trova, per le componenti delle forze elettrica e magnetica, che contrassegneremo coll'indice $_1$:

$$[1]\quad \begin{cases} X_1 = \dfrac{Elm^2}{r^3}\left(\operatorname{sen}\theta - \dfrac{3}{mr}\cos\theta - \dfrac{3}{m^2r^2}\operatorname{sen}\theta\right)xz, \\ Y_1 = \dfrac{Elm^2}{r^3}\left(\operatorname{sen}\theta - \dfrac{3}{mr}\cos\theta - \dfrac{3}{m^2r^2}\operatorname{sen}\theta\right)yz, \\ Z_1 = \dfrac{Elm^2}{r^3}\left(-(x^2+y^2)\operatorname{sen}\theta \right. \\ \qquad\qquad \left. + \dfrac{x^2+y^2-2z^2}{mr}\left(\cos\theta + \dfrac{\operatorname{sen}\theta}{mr}\right)\right), \end{cases}$$

$$[2]\quad \begin{cases} L_1 = \dfrac{Elm^2}{r^2}\left(\operatorname{sen}\theta - \dfrac{\cos\theta}{mr}\right)y, \\ M_1 = \dfrac{Elm^2}{r^2}\left(-\operatorname{sen}\theta + \dfrac{\cos\theta}{mr}\right)x, \\ N_1 = 0. \end{cases}$$

Per brevità si è in queste formole scritto θ in posto di $2\pi n(t - Ar)$, ed m in luogo di $2\pi nA$ [1].

Hertz, nel lavoro citato, presenta le sei componenti sotto altra forma, facendo intervenire certe funzioni P, Q; ma per lo scopo attuale le equazioni [1] e [2] sono preferibili.

Per indagare quale sia il fenomeno elettromagnetico che deve esistere nell'origine O delle coordinate, onde abbia luogo la distribuzione di forze, nello spazio e nel tempo, definita dalle equazioni [1] e [2], Hertz esamina quali valori hanno le sei componenti nella vicinanza del punto O, e trova che esse non sono altro che le componenti delle forze prodotte da una piccola oscillazione elettrica esistente in O e diretta secondo l'asse della z.

[1] Come si vede n ha qui un significato diverso da quello, che ha la stessa lettera nella Memoria di Hertz. Quanto ad m, questa quantità ha qui il segno contrario a quello, che ha nella detta Memoria. Mi sono permesso questi cambiamenti onde dare alla funzione trigonometrica la forma, che generalmente le si dà nell'Ottica.

Digitized by Google

Ecco come. Si supponga r piccolo di fronte a $\lambda = \frac{1}{An}$, cioè Anr trascurabile. Allora II si riduce a $\frac{El}{r}$ sen $(2\pi nt)$, ossia a $\frac{El}{r}$ senθ_0, ponendo $\theta_0 = 2\pi nt$. Calcolando allora di nuovo le sei componenti, si giunge al risultato seguente, che del resto è quello che si ottiene tenendo conto solo dei termini che nelle [1] e [2] hanno al denominatore le più alte potenze di r:

$$[3] \begin{cases} X_1 = -\frac{El}{r^5} \cdot 3xz \text{ sen } \theta_0, \\ Y_1 = -\frac{El}{r^5} 3yz \text{ sen } \theta_0, \\ Z_1 = \frac{El}{r^5} (x^2 + y^2 - 2z^2) \text{ sen } \theta_0, \end{cases}$$

$$[4] \begin{cases} L_1 = -\frac{Elm}{r^3} \cdot y \cos \theta_0, \\ M_1 = \frac{Elm}{r^3} \cdot x \cos \theta_0. \\ N_1 = 0. \end{cases}$$

Ponendo ora $\varphi_1 = -\frac{El}{r^3} z$ sen θ_0, é facile verificare che si ha:

$$X_1 = -\frac{d\varphi_1}{dx}, \quad Y_1 = -\frac{d\varphi_1}{dy}. \quad Z_1 = -\frac{d\varphi_1}{dz}.$$

Ma φ_1 non é altro che il potenziale prodotto nel punto (xyz) da una carica $-E$ senθ_0, posta sull' asse delle z alla distanza $\frac{l}{2}$ dall' origine, e da una carica $+E$ sen θ_0, posta sullo stesso asse alla distanza $-\frac{l}{2}$, purchè si supponga l piccolo di fronte ad r. Infatti questo potenziale ha per espressione:

Digitized by Google

$$-E \operatorname{sen} \theta_0 \left(\frac{1}{\sqrt{r^2 + \frac{l^2}{4} - lz}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + \frac{l^2}{4} + lz}} \right),$$

e diventa φ_1 quando si suppone l piccolo di fronte ad r.

Si vede così intanto, che la forza elettrica in prossimitá di O é quella, che puó essere prodotta da due cariche oscillanti $\pm E \operatorname{sen}(2\pi nt)$, costituenti un doppio-punto elettrico di momento $El \operatorname{sen}(2\pi nt)$. Le due capacitá estreme di un piccolo oscillatore rettilineo si comporteranno sensibilmente in questa maniera.

D'altra parte le [4] rappresentano la forza magnetica dovuta alla corrente alternativa, che lungo la retta l accompagna le variazioni delle cariche del doppio-punto elettrico. Infatti, supponendosi l assai piccola, la forza magnetica dovuta alla detta corrente, la cui intensitá é $A \frac{d(E \operatorname{sen} \theta_0)}{dt} = Em \cos\theta_0$, ha per espressione, secondo la legge di Laplace: $\frac{Em \cos\theta_0 . l \operatorname{sen} \omega}{r^2}$, dicendo ω l'angolo di r con Oz. Di più essa è perpendicolare al piano passante per Oz e pel punto (xyz), e perció fa coi tre assi degli angoli, i cui coseni sono: $\frac{-y}{r \operatorname{sen} \omega}$, $\frac{x}{r \operatorname{sen} \omega}$, 0. Calcolando le sue tre componenti si trovano precisamente i valori [4].

Dunque la corrente oscillante, che percorre il conduttore rettilineo del piccolo oscillatore, produce appunto la forza magnetica di componenti L_1, M_1, N_1.

Fu in tal modo messo in evidenza da Hertz, che le equazioni [1] e [2] definiscono l'effetto dovuto ad un piccolo oscillatore, o ad una piccola oscillazione elettrica, esistente in O, diretta secondo l'asse delle z, e di periodo $\frac{1}{n}$.

Le componenti [3] si possono anche considerare come dovute ad una sfera dielettrica di costante k e di raggio

Digitized by Google

piccolo R, posta in un campo elettrico alternativo d'intensitá φ, purché $\varphi R^3 \frac{k-1}{k+2}$ (Veggasi la Nota B) sia eguale al momento El sen $(2\pi nt)$ del doppio-punto elettrico considerato or ora.

2. Le equazioni precedenti possono ricevere anche altre interpretazioni, qualora si ammetta, che una carica elettrica in moto produca delle forze magnetiche nel dielettrico circostante, e precisamente che una carica e, che si muove colla velocitá v, produca in un punto del dielettrico posto alla distanza r una forza magnetica $A \frac{ev \operatorname{sen} \omega}{r^2}$ (¹), essendo ω l'angolo compreso fra v ed r, diretta perpendicolarmente al piano formato da v con r (²).

S'immagini una carica $-E$ posta sull'asse delle z alla distanza $\frac{l}{2} \operatorname{sen}\theta_0$ da O, ed una carica $+E$ posta sul medesimo asse ed alla distanza $-\frac{l}{2} \operatorname{sen}\theta_0$ dall'origine. Le due cariche, eguali e contrarie, oscilleranno dunque con moto pendolare ed in direzioni sempre contrarie. Il potenziale da esse prodotto nel punto (xyz), posto ad una distanza r da O, che si supporrà piccola di fronte ad An, potrá esprimersi con:

$$-E\left(\frac{1}{\sqrt{x^2+y^2+\left(z-\frac{l}{2}\operatorname{sen}\theta_0\right)^2}}\right.$$

$$\left.-\frac{1}{\sqrt{x^2+y^2+\left(z+\frac{l}{2}\operatorname{sen}\theta_0\right)^2}}\right).$$

(¹) Si é introdotto il fattore A in conseguenza del sistema di unitá quí adottato.

(²) J. J. Thomson, *Phil. Mag.*, April 1881, pag. 236.

Digitized by Google

Questa espressione diviene eguale a τ_1, quando si suppone l piccolo. Dunque le forze [3] possono considerarsi come dovute al doppio punto elettrico vibrante meccanicamente.

D'altra parte, la carica $-E$, che all'istante t dista $\frac{l}{2}$ sen θ_0 dall'origine, possiede in questo istante la velocitá $\frac{d}{dt}\left(\frac{l}{2} \text{ sen } \theta_0\right) = \frac{ml}{2A} \cos \theta_0$, e perció produce nel punto (xyz) la forza magnetica $f_1 = -\frac{Eml \cos\theta_0 \text{ sen}\,\omega_1}{r_1^2}$, dicendo r_1 la distanza fra la carica mobile ed il punto (xyz) ed ω_1 l'angolo di r_1 con Oz. Similmente, la carica E, che all'istante t trovasi alla distanza $-\frac{l}{2}$ sen θ_0 da O, possiede la velocitá $-\frac{ml}{2A} \cos \theta_0$, e produce in (xyz) la forza magnetica $f_2 = -\frac{Eml \cos\theta_0 \text{ sen}\,\omega_2}{r_2^2}$, dicendo r_2 la retta che va dalla carica mobile al punto (xyz), ed ω_2 l'angolo di r_2 con Oz. Le due forze f_1, f_2, essendo entrambe perpendicolari al piano passante pel punto (xyz) e per l'asse delle z, danno un'unica forza $f_1 + f_2$, la quale fa coi tre assi degli angoli, i cui coseni sono: $\frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}}$, $\frac{-x}{\sqrt{x^2+y^2}}$, 0. Siccome poi sen $\omega_1 = \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{r_1}$, sen $\omega_2 = \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{r_2}$, le tre componenti della forza $f_1 + f_2$ divengono:

$$-\frac{Eml}{2} y \cos\theta \left(\frac{1}{r_1^3} + \frac{1}{r_2^3}\right), \quad \frac{Eml}{2} x \cos\theta_0 \left(\frac{1}{r_1^3} + \frac{1}{r_2^3}\right), \quad 0.$$

Se ora si suppone l piccolo di fronte ad r, queste tre componenti si trasformano nelle L_1, M_1, N_1 date dalle [4].

Possiamo dunque concludere che: « alla vibrazione elettrica, da cui si possono considerare provenienti le forze [1] e [2], e definita piú sopra, si puó sostituire

Digitized by Google

l'oscillazione meccanica di ampiezza assai piccola l di due masse elettriche $-E$, $+E$, che vibrano intorno ad O lungo l'asse delle z con moto pendolare di periodo $\frac{1}{n}$, in modo da occupare ad ogni istante due posizioni simmetriche rispetto ad O ».

Per la simmetria che hanno le formole fondamentali, ad ogni teorema, che non implichi l'esistenza di correnti elettriche in conduttori, ne corrisponde uno reciproco, nel quale le quantitá elettriche e quelle magnetiche sono scambiate. Perció si dirá che: « due poli magnetici eguali e contrari d'intensitá $+E$, $-E$, che oscillano intorno ad O lungo l'asse delle z, con moto pendolare d'ampiezza l e periodo $\frac{1}{n}$, in modo da trovarsi sempre in posizioni simmetriche rispetto ad O, producono nel dielettrico delle forze date dalle [1] e [2], in cui si cambino le X_1, Y_1, Z_1, L_1, M_1, N_1 rispettivamente in L_1, M_1, N_1, $-X_1$ $-Y_1$, $-Z_1$ ».

Si vede cosí, come sia possibile costruire degli oscillatori ricorrendo ad oscillazioni di corpi elettrizzati o di poli magnetici, anziché a scariche oscillanti. Siccome si puó, per esempio con elettrocalamite, mantenere indefinitamente un moto oscillatorio d'ampiezza costante, cosí gli oscillatori di questa nuova specie possederebbero il pregio di non avere smorzamento. Ma siccome d'altra parte non é possibile ottenere moti pendolari che con periodi relativamente grandi, la lunghezza d'onda delle ondulazioni cosí generate sarebbe grandissima, e non sarebbe forse possibile l'ottenere i fenomeni d'interferenza, che tanto facilmente si osservano cogli oscillatori di Hertz.

Sarebbe del pari difficile l'ottenere effetti di risonanza elettrica con periodi vibratori di tale grandezza. Ma si potrebbe ricorrere alla risonanza acustica per mettere in evidenza le forze generate da un oscillatore meccanico. Se infatti s'immagina, per esempio, un corpo sonoro

Digitized by Google

elettrizzato, che possa vibrare con periodo eguale a quello dell'oscillatore, la forza elettrica oscillante che su di esso agisce potrá, anche se debolissima, eccitarne le oscillazioni. È probabile che si riesca cosí a mettere in evidenza la forza elettrica prodotta da un doppio-polo magnetico vibrante, o similmente la forza magnetica prodotta da un doppio-punto elettrico, vibrante esso pure.

3. Si prenda ora una funzione Π' tale, che si abbia $A^2 \frac{d^2\Pi'}{dt^2} = \Delta\Pi'$, e si ponga:

$$X = -\frac{d^2\Pi'}{dxdy}, \quad Y = \frac{d^2\Pi'}{dx^2} + \frac{d^2\Pi'}{dz^2}, \quad Z = -\frac{d^2\Pi'}{dydz},$$

$$L = -A\frac{d^2\Pi'}{dzdt}, \quad M = 0, \quad N = A\frac{d^2\Pi'}{dxdt}.$$

Si verificherá agevolmente, che con questi valori le equazioni fondamentali sono soddisfatte. In particolare, si ponga $\Pi' = \frac{El}{r}\cos\theta$, e si avranno le seguenti componenti, che si distingueranno coll'indice $_2$:

$$[5] \begin{cases} X_2 = \frac{Elm^2}{r^3}\left(\cos\theta + \frac{3}{mr}\operatorname{sen}\theta - \frac{3}{m^2r^2}\cos\theta\right)xy, \\ Y_2 = \frac{Elm^2}{r^3}\left(-(x^2+z^2)\cos\theta - \right. \\ \qquad \left. x^2 - \frac{2y^2+z^2}{mr}\left(\operatorname{sen}\theta - \frac{\cos\theta}{mr}\right)\right), \\ Z_2 = \frac{Elm^2}{r^3}\left(\cos\theta + \frac{3}{mr}\operatorname{sen}\theta - \frac{3}{m^2r^2}\cos\theta\right)yz, \end{cases}$$

$$[6] \begin{cases} L_2 = -\frac{Elm^2}{r^2}\left(\cos\theta + \frac{\operatorname{sen}\theta}{mr}\right)z, \\ M_2 = 0, \\ N_2 = \frac{Elm^2}{r^2}\left(\cos\theta + \frac{\operatorname{sen}\theta}{mr}\right)x. \end{cases}$$

Con un ragionamento analogo a quello fatto da Hertz, e riferito nel primo § di questa Nota, si dimostrerebbe,

Digitized by Google

che queste equazioni danno l'effetto di una piccola oscillazione elettrica situata in O e diretta secondo l'asse delle y, con periodo $\frac{1}{n}$. La fase di questa oscillazione differisce di $\frac{\pi}{2}$ dalla fase della oscillazione diretta secondo l'asse Oz, e che produce le forze [1] e [2].

Siccome tanto le [1] e [2], quanto le [5] e [6], sono soluzioni particolari delle equazioni fondamentali, é chiaro che si otterrà una nuova soluzione ponendo $X = X_1 + X_2 \ldots$ $L = L_1 + L_2 \ldots$, e che il sistema di equazioni ottenuto in tal maniera darà l'effetto prodotto dalle due oscillazioni elettriche, ortogonali fra di loro, di egual periodo, di egual ampiezza, e le cui fasi differiscono di $\frac{\pi}{2}$, considerate separatamente dianzi. Ecco queste formole:

$$
[7]\quad
\left\{
\begin{aligned}
X &= \frac{Elm^2}{r^3}\left\{\operatorname{sen}\theta\left(z + \frac{3y}{mr} - \frac{3z}{m^2r^2}\right)\right. \\
&\qquad \left. + \cos\theta\left(y - \frac{3z}{mr} - \frac{3y}{m^2r^2}\right)\right\} x, \\
Y &= \frac{Elm^2}{r^3}\left\{\operatorname{sen}\theta\left(yz - \frac{x^2 - 2y^2 + z^2}{mr} - \frac{3yz}{m^2r^2}\right)\right. \\
&\qquad \left. + \cos\theta\left(-x^2 - z^2 - \frac{3yz}{mr} + \frac{x^2 - 2y^2 + z^2}{m^2r^2}\right)\right\}, \\
Z &= \frac{Elm^2}{r^3}\left\{\operatorname{sen}\theta\left(-x^2 - y^2 + \frac{3yz}{mr} + \frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{m^2r^2}\right)\right. \\
&\qquad \left. + \cos\theta\left(yz + \frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{mr} - \frac{3yz}{m^2r^2}\right)\right\};
\end{aligned}
\right.
$$

$$
[8]\quad
\left\{
\begin{aligned}
L &= \frac{Elm^2}{r^2}\left\{\operatorname{sen}\theta\left(y - \frac{z}{mr}\right) - \cos\theta\left(z + \frac{y}{mr}\right)\right\}, \\
M &= \frac{Elm^2}{r^2}\left(-\operatorname{sen}\theta + \frac{\cos\theta}{mr}\right) x, \\
N &= \frac{Elm^2}{r^2}\left(\frac{\operatorname{sen}\theta}{mr} + \cos\theta\right) x.
\end{aligned}
\right.
$$

Siccome quanto si é detto nel § 2 di questa Nota, si puó ripetere per le equazioni [5] e [6], cosí si potrá dire,

Digitized by Google

che la distribuzione di forze [7] ed [8], oltre che come dovuta alle due oscillazioni elettriche ortogonali, puó ancora essere considerata come dovuta a due oscillazioni meccaniche di coppie di punti elettrizzati (o di poli magnetici) dirette secondo gli assi delle y e delle z.

4. Facciamo vedere ora, che le due oscillazioni meccaniche possono comporsi in un moto di rotazione uniforme.

S'immagini tracciata pel punto O e nel piano yz una retta inclinata sull'asse delle y dell'angolo $\theta_0 = 2\pi nt$, e quindi mobile uniformemente intorno ad O, e su questa retta ed a distanze $\frac{l}{2}$ e $-\frac{l}{2}$ da O si suppongano collocate due masse elettriche $-E$, $+E$. Troviamo le componenti della forza elettrica prodotta in un punto (xyz), (che é ad una distanza r dall'origine, la quale si supporrá piccola rispetto ad An) dalle due cariche elettriche, come pure le componenti della forza magnetica che producono nel punto (xyz) le stesse cariche in virtú del loro movimento.

Cominciando dalla forza elettrica, il potenziale nel punto (xyz) dovuto alle due cariche $-E$ e $+E$ potrá scriversi:

$$-E\left(\frac{1}{\sqrt{r^2+\frac{l^2}{4}-l\,(y\cos\theta_0+z\,\mathrm{sen}\,\theta_0)}}\right.$$
$$\left.-\frac{1}{\sqrt{r^2+\frac{l^2}{4}+l\,(y\cos\theta_0+z\,\mathrm{sen}\,\theta_0)}}\right).$$

Se si suppone l piccolo di fronte ad r, questo potenziale, che diremo φ, diventa:

$$\varphi = -\frac{El}{r^2}\,(y\cos\theta_0+z\,\mathrm{sen}\,\theta_0).$$

Le componenti della forza elettrica saranno: $-\frac{d\varphi}{dx}$ ...., e cioé:

Digitized by Google

$$[9]\quad \begin{cases} X = -\dfrac{El}{r^5}\left(3xz \operatorname{sen}\theta_0 + 3xy\cos\theta_0\right), \\ Y = -\dfrac{El}{r^5}\left\{3yz \operatorname{sen}\theta_0 - (x^2 - 2y^2 + z^2)\cos\theta_0\right\}, \\ Z = -\dfrac{El}{r^5}\left\{-(x^2 + y^2 - 2z^2)\operatorname{sen}\theta_0 + 3yz\cos\theta_0\right\}. \end{cases}$$

Passiamo al calcolo della forza magnetica. La carica $-E$, che all'istante t trovasi nel punto di coordinate: $0, \frac{l}{2}\cos\theta_0, \frac{l}{2}\operatorname{sen}\theta_0$, possiede la velocitá πnl (giacché fa n giri al secondo sulla circonferenza di diametro l), secondo una direzione che fa coi tre assi angoli, i cui coseni sono: $0, -\operatorname{sen}\theta_0, \cos\theta_0$. Dicendo r_1 la retta che va dalla carica mobile al punto (xyz) ed ω_1 l'angolo di r_1 colla velocitá, la forza magnetica in (xyz) é

$$f_1 = -AE\pi ln\frac{\operatorname{sen}\omega_1}{r_1^2} = -\frac{Elm}{2}\frac{\operatorname{sen}\omega_1}{r_1^2}.$$

Siccome essa é perpendicolare al piano formato da r_1 colla velocitá posseduta da $-E$, cosí fará cogli assi angoli, i cui coseni saranno:

$$\frac{y\cos\theta_0 + z\operatorname{sen}\theta_0 - \frac{l}{2}}{r_1\operatorname{sen}\omega_1}, \quad \frac{-x\cos\theta_0}{r_1\operatorname{sen}\omega_1}, \quad \frac{-x\operatorname{sen}\theta_0}{r_1\operatorname{sen}\omega_1}.$$

Perció le componenti di f_1 saranno:

$$-\frac{Elm}{2r_1^3}\left(y\cos\theta_0 + z\operatorname{sen}\theta_0 - \frac{l}{2}\right),$$

$$\frac{Elm}{2r_1^3}x\cos\theta_0, \quad \frac{Elm}{2r_1^3}x\operatorname{sen}\theta_0.$$

Analogamente, le componenti della forza magnetica f_2 prodotta in (xyz) dalla carica mobile $+E$ saranno:

$$-\frac{Elm}{2r_2^3}\left(y\cos\theta_0 + z\operatorname{sen}\theta_0 + \frac{l}{2}\right),$$

$$\frac{Elm}{2r_2^3}x\cos\theta_0, \quad \frac{Elm}{2r_2^3}x\operatorname{sen}\theta_0.$$

Digitized by Google

Sommando queste alle precedenti componenti, e supponendo l piccolo di fronte ad r, le componenti totali L, M, N della forza magnetica prodotta dalla coppia di punti elettrizzati girante, saranno:

$$[10]\quad \begin{cases} L = -\dfrac{Elm}{r^3}(z \operatorname{sen}\theta_0 + y\cos\theta_0), \\ M = +\dfrac{Elm}{r^3}\, x\cos\theta_0, \\ N = +\dfrac{Elm}{r^3}\, x \operatorname{sen}\theta_0. \end{cases}$$

Se ora si applicano le formole [7] e [8] al caso in cui r sia piccolo di fronte a λ, e cioé si calcolano di nuovo quelle formole partendo dalle funzioni

$$\Pi = \frac{El}{r}\operatorname{sen}(2\pi n t),\ \Pi' = \frac{El}{r}\cos(2\pi n t),$$

si arriva precisamente alle equazioni [9] e [10] (¹). Potremo dunque dire che: « le formole [7] e [8] si possono considerare come quelle che danno la distribuzione delle forze nel dielettrico prodotta da un doppio-punto elettrico, di cariche $-E$ e $+E$ lontane l fra loro, posto col suo mezzo in O, ed animato da un moto uniforme di rotazione nel piano yz, in ragione di n giri al secondo ».

Siccome fra le due masse elettriche si ha un campo elettrico girante di costante intensità, cosí si puó dire che [7] e [8] fanno conoscere l'effetto prodotto da un piccolo campo elettrico girante.

Inoltre, in virtú della reciprocitá dovuta alla simmetria delle equazioni fondamentali, si puó dire che:

(¹) Le formole [10] esprimono pure le componenti della forza magnetica prodotta da un elemento di corrente di lunghezza l, col suo punto di mezzo in O, percorso da una corrente costante d'intensità Em, e che giri uniformemente nel piano yz in ragione di n giri al secondo.

Digitized by Google

« le stesse formole, dopo avere cambiato ordinatamente X, Y, Z, L, M, N, in L, M, N, $-X$, $-Y$, $-Z$, fanno conoscere la distribuzione delle forze prodotta da un elemento magnetico girante in un piano perpendicolare al proprio asse, o da un piccolo campo magnetico girante ».

Chiarito cosí quali sieno i fenomeni elettromagnetici che possono considerarsi come causa della distribuzione di forze data dalle [7] e [8], vediamo quali sieno le proprietá di questa distribuzione.

5. Calcoliamo le componenti della forza elettrica e della forza magnetica, rappresentate dalle equazioni [7] e [8], secondo una nuova terna di direzioni ortogonali. Una di queste direzioni sia quella della retta r, che congiunge il punto (xyz) coll'origine O delle coordinate, e diciamo R e G la componente della forza elettrica e quella della forza magnetica, secondo questa direzione.

La seconda delle tre direzioni sia quella della perpendicolare alla retta r tracciata nel piano passante per r e per Ox, piano che potrá chiamarsi piano meridiano; sieno S ed H le componenti della forza elettrica e della magnetica secondo questa direzione.

Infine, sieno T e K le componenti delle due forze secondo la terza direzione perpendicolare alle due prime, e quindi perpendicolare al piano meridiano passante per (xyz).

Siccome i coseni degli angoli che r fa coi tre assi coordinati sono ordinatamente: $\frac{x}{r}$, $\frac{y}{r}$, $\frac{z}{r}$, quelli degli angoli che cogli assi fa la perpendicolare al piano meridiano sono: 0, $\frac{z}{\sqrt{y^2+z^2}}$, $\frac{-y}{\sqrt{y^2+z^2}}$, ed infine quelli degli angoli formati coi tre assi dalla perpendicolare ad r nel piano meridiano sono: $-\frac{y^2+z^2}{r\sqrt{y^2+z^2}}$, $\frac{xy}{r\sqrt{y^2+z^2}}$, $\frac{xz}{r\sqrt{y^2+z^2}}$; cosí si potranno esprimere le nuove componenti in funzione delle primitive colle formole seguenti:

Digitized by Google

$$R = \frac{Xx + Yy + Zz}{r},$$

$$S = \frac{-X(y^2 + z^2) + Yxy + Zxz}{r\sqrt{y^2 + z^2}},$$

$$T = \frac{Yz - Zy}{\sqrt{y^2 + z^2}},$$

$$G = \frac{Lx + My + Nz}{r},$$

$$H = \frac{-L(y^2 + z^2) + Mxy + Nxz}{r\sqrt{y^2 + z^2}},$$

$$K = \frac{Mz - Ny}{\sqrt{y^2 + z^2}}.$$

Se ora si sostituiscono ad X... L... i loro valori [7] e [8] si ottengono le seguenti equazioni:

$$R = \frac{2Elm}{r^3}\left\{\operatorname{sen}\theta\left(y - \frac{z}{mr}\right) - \cos\theta\left(z + \frac{y}{mr}\right)\right\},$$

$$S = \frac{Elm^2}{r\sqrt{y^2 + z^2}}\left\{\operatorname{sen}\theta\left(-z - \frac{y}{mr} + \frac{z}{m^2r^2}\right)\right.$$

$$\left. + \cos\theta\left(-y + \frac{z}{mr} + \frac{y}{m^2r^2}\right)\right\}\frac{x}{r},$$

$$T = \frac{Elm^2}{r\sqrt{y^2 + z^2}}\left\{\operatorname{sen}\theta\left(y - \frac{z}{mr} - \frac{y}{m^2r^2}\right)\right.$$

$$\left. + \cos\theta\left(-z - \frac{y}{mr} + \frac{z}{m^2r^2}\right)\right\},$$

$$G = 0,$$

$$H = \frac{Elm^2}{r\sqrt{y^2 + z^2}}\left\{\operatorname{sen}\theta\left(-y + \frac{z}{mr}\right) + \cos\theta\left(z + \frac{y}{mr}\right)\right\},$$

$$K = \frac{Elm^2}{r\sqrt{y^2 + z^2}}\left\{-\operatorname{sen}\theta\left(z + \frac{y}{mr}\right) + \cos\theta\left(-y + \frac{z}{mr}\right)\right\}\frac{x}{r}.$$

Digitized by Google

Queste formole si semplificano alquanto ponendo:

$$\operatorname{tang}\alpha = \frac{z + \frac{y}{mr}}{y - \frac{z}{mr}}, \quad \operatorname{tang}\beta = \frac{z + \frac{y}{mr} - \frac{z}{m^2r^2}}{y - \frac{z}{mr} - \frac{y}{m^2r^2}},$$

poiché divengono:

$$[11]\begin{cases} R = \frac{2Elm^2}{r} \cdot \frac{\sqrt{y^2+z^2}}{r} \sqrt{\frac{1}{m^2r^2} + \frac{1}{m^4r^4}} \operatorname{sen}(\theta - \alpha), \\ S = \frac{Elm^2}{r} \sqrt{1 - \frac{1}{m^2r^2} + \frac{1}{m^4r^4}} \cdot \frac{x}{r} \cos(\theta - \beta), \\ T = -\frac{Elm^2}{r} \sqrt{1 - \frac{1}{m^2r^2} + \frac{1}{m^4r^4}} \operatorname{sen}(\theta - \beta), \end{cases}$$

$$[12]\begin{cases} G = 0, \\ H = \frac{Elm^2}{r} \sqrt{1 + \frac{1}{m^2r^2}} \operatorname{sen}(\theta - \alpha), \\ K = \frac{Elm^2}{r} \sqrt{1 + \frac{1}{m^2r^2}} \cdot \frac{x}{r} \cos(\theta - \alpha). \end{cases}$$

Infine, per punti molto lontani dall' origine delle coordinate, cioé per r assai grande, si potranno trascurare nelle [7] e [8] i termini che contengono r al denominatore entro le parentesi. Invece delle [7] e [8] e delle [11] e [12] si hanno in tal caso le equazioni seguenti:

$$[7']\begin{cases} X = \frac{Elm^2}{r^3} \left(xz \operatorname{sen}\theta + xy \cos\theta\right), \\ Y = \frac{Elm^2}{r^3} \left(yz \operatorname{sen}\theta - (x^2 + z^2) \cos\theta\right), \\ Z = \frac{Elm^2}{r^3} \left(-(x^2 + y^2) \operatorname{sen}\theta + yz \cos\theta\right), \end{cases}$$

Digitized by Google

$$[8'] \begin{cases} L = \dfrac{Elm^2}{r^2}(y \operatorname{sen}\theta - z\cos\theta), \\ M = \dfrac{Elm^2}{r^2}(-x \operatorname{sen}\theta), \\ N = \dfrac{Elm^2}{r^2}\, x\cos\theta, \end{cases}$$

$$[11'] \begin{cases} R = 0, \\ S = \dfrac{Elm^2}{r}\cdot\dfrac{x}{r}\cos(\theta - \alpha), \\ T = -\dfrac{Elm^2}{r}\operatorname{sen}(\theta - \alpha), \end{cases}$$

$$[12'] \begin{cases} G = 0. \\ H = \dfrac{Elm^2}{r}\operatorname{sen}(\theta - \alpha), \\ K = \dfrac{Elm^2}{r}\cdot\dfrac{x}{r}\cos(\theta - \alpha), \end{cases}$$

in cui $\operatorname{tang}\alpha = \dfrac{z}{y}$.

Cominciamo col considerare queste ultime formole. Se si passa dal punto (xyz) ad un altro punto $(x'y'z')$, posto ad una distanza r' da O sulla stessa retta, che congiunge il primo coll' origine delle coordinate, e se in pari tempo si cambia t in t', θ non cambierá di valore se $t - Ar = t' - Ar'$. Supponiamo appunto che t' soddisfi a questa condizione. Siccome né α né $\dfrac{x}{r}$ mutano valore, le sei componenti relative al punto $(x'y'z')$ ed all' istante t' saranno: $R' = 0$, $S' = S\cdot\dfrac{r}{r'}$, $T' = T\cdot\dfrac{r}{r'}$, $G' = 0$, $H' = H\cdot\dfrac{r}{r'}$, $K' = K\cdot\dfrac{r}{r'}$. Dunque le due forze elettrica e magnetica in $(x'y'z')$ all' istante t', non sono altro che ció che furono in (xyz) all' istante t, salvo che la loro

Digitized by Google

ampiezza ha diminuito in ragione dell' aumento della distanza dell' origine. L' intervallo di tempo $t' - t$, che deve trascorrere, onde in $(x'y'z')$ si riproducano, salvo l' ampiezza, gli stessi valori che le due forze hanno nel punto (xyz), é eguale ad $A(r' - r)$, cioé al tempo necessario onde l' intervallo $r' - r$ sia percorso colla velocitá $\frac{1}{A}$.

Le due forze si propagano adunque sotto forma di onde sferiche aventi il centro nell' origine delle coordinate. L' ampiezza di esse é in ragione inversa della distanza dall' origine, e perció l' energia elettromagnetica é in ragione inversa del quadrato di questa distanza. Siccome poi $G = 0$, $R = 0$, le onde si possono dire trasversali, poiché le due forze non hanno componente normale all' onda.

Le componenti S, T della forza elettrica [11'] si possono considerare come le coordinate di un punto che si muova sopra una elissi situata nel piano tangente all' onda, la cui equazione si otterrebbe eliminando il tempo fra la seconda e la terza delle equazioni [11']. Allora la forza elettrica sará rappresentata dal raggio vettore mobile di questa elissi. Lo stesso dicasi per la forza magnetica, le cui componenti sono H e K. Le due elissi hanno assi eguali, le cui lunghezze sono nel rapporto $\frac{x}{r}$; cioé quel rapporto é dato dal coseno dell' angolo, che r fa coll' asse delle x. Ma l' elisse relativa alla forza elettrica ha l' asse minore nel piano meridiano, mentre quella relativa alla forza magnetica ha in questo piano il suo asse maggiore. Adottando il linguaggio dell' Ottica si puó dunque dire, che le onde sono polarizzate elitticamente, ossia che in ogni direzione r si propaga un raggio a vibrazioni elittiche [1]. La

[1] Veggasi a pag. 149, come pure la Nota *F*.

Digitized by Google

fase della vibrazione varia in proporzione dell'angolo, che il piano meridiano passante pel punto considerato (xyz) fa con un piano meridiano fisso xOy.

Per punti presi sull'asse delle x, pei quali $x = r$, si hanno vibrazioni circolari. La forza elettrica e la forza magnetica non fanno che girare uniformemente, con periodo $\frac{1}{n}$, intorno all'asse delle x, conservando intensitá costanti. Lungo quest'asse si propaga dunque il campo elettrico girante, con intensitá diminuita in proporzione della distanza dall'origine.

Infine, pei punti del piano equatoriale yOz, X, M ed N, delle [7'] e [8'], come pure S e K delle [11'] e [12'] si annullano, e le oscillazioni sono rettilinee. In questo piano si propagano cioé raggi polarizzati rettilineamente, il cui piano di polarizzazione é perpendicolare al piano equatoriale.

Se ora prendiamo in esame le formole [11] e [12], che valgono per qualunque valore di r, riconosciamo che, mentre la forza magnetica si propaga con vibrazioni trasversali, la forza elettrica ha invece una componente R nel senso della propagazione. Se si considerano solo le componenti secondo il piano meridiano e secondo la perpendicolare a questo piano, queste costituiscono ancora ció che in Ottica si chiama una vibrazione elittica. Soltanto, a differenza di ció che si é trovato per r assai grande, le fasi variano con r, e le ampiezze non sono piú semplicemente in ragione inversa di r.

Pei punti dell'asse delle x, pei quali $x = r$, $y = z = 0$, si ha $R = 0$, e la propagazione é trasversale. Lungo questo asse si propaga un campo girante, ossia un raggio a polarizzazione circolare.

Infine per $x = 0$, cioé in una direzione contenuta nel piano equatoriale zOy, X, M, N delle [7] e [8], come pure S e K delle [11] e [12], si annullano, e se si prescinde dalla componente longitudinale R, si ha la propa-

Digitized by Google

gazione di una vibrazione elettro-magnetica, simile a quella che puó fornire una vibrazione meccanica di un doppio-punto elettrico, oppure un oscillatore di Hertz.

Si vede cosí, sempre astrazione fatta dalla componente longitudinale, come un doppio-punto elettrico girante uniformemente intorno ad un asse passante pel suo punto di mezzo e perpendicolare alla sua direzione, oppure un elemento magnetico, esso pure animato da un simile moto di rotazione uniforme, possano produrre delle onde elettro-magnetiche, le quali, nelle direzioni perpendicolari all'asse di rotazione, si comportano come quelle generate da un oscillatore di Hertz. Un tale sistema girante potrebbe dunque sostituirsi all'ordinario oscillatore. Come si é osservato nel § 3 del Cap. I, non si potranno ottenere in tal maniera che ondulazioni elettro-magnetiche a lunghezza d'onda assai grande: ma queste ondulazioni potranno forse rendersi manifeste, ricorrendo ad una risonanza acustica anziché alla risonanza elettrica. Con questo mezzo é possibile si giunga a mettere in evidenza l'esistenza di una forza magnetica, prodotta dal doppio-punto elettrico girante uniformemente, e quella di una forza elettrica prodotta dalla piccola calamita, essa pure girante con moto uniforme.

É certo peró, che a queste verificazioni si opporranno grandi difficoltá sperimentali, non inferiori a quelle superate dal Rowland per effettuare la nota esperienza, destinata a mostrare l'azione magnetica prodotta dalla convezione elettrica.

Digitized by Google

NOTA *B*

Forza elettrica dovuta ad una sfera dielettrica posta in un campo uniforme.

E noto, che una sfera dielettrica di raggio R e di costante dielettrica k, posta in un campo uniforme d'intensitá φ, agisce all' esterno come due cariche elettriche $+q$ e $-q$ equidistanti dal suo centro, e poste sul diametro parallelo alla direzione del campo (la carica $+q$ essendo dalla parte verso cui é diretta la forza φ), purché sia soddisfatta la relazione:

$$q\delta = \varphi R^3 \frac{k-1}{k+2},$$

ove δ é la distanza piccolissima, che separa le due cariche.

Calcoliamo le componenti della forza elettrica prodotta dalla sfera in un punto O (fig. 34), che si prenderá come origine di una terna

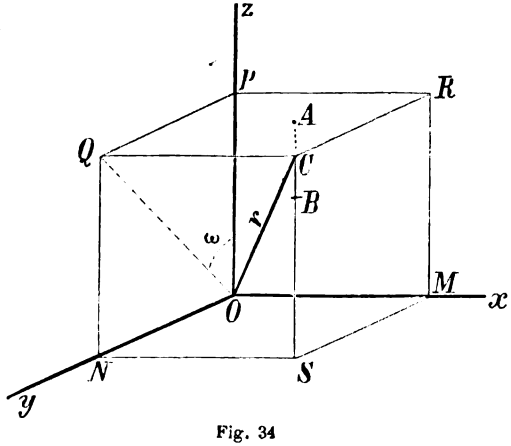

Fig. 34

Digitized by Google

di assi ortogonali, dei quali quello delle z supporremo avere la direzione della forza φ.

Sia C il centro della sfera, r la sua distanza da O, α, β, γ gli angoli di r cogli assi, A e B i punti nei quali si suppongono concentrate le due cariche $+q$ e $-q$. Sarà quindi $AB = \delta$, e questa quantitá si dovrá supporre piccolissima di fronte ad r. Indichiamo, infine, con r_1 ed r_2 le distanze OA ed OB, e con X, Y, Z le componenti della forza in O dovuta alla sfera.

Si avrá (indicando in generale con $(r_2\, x)$ l'angolo fra due rette r_2 ed x):

$$X = \frac{q}{r_2^2} \cos(r_2 x) - \frac{q}{r_1^2} \cos(r_1 x),$$

$$Y = \frac{q}{r_2^2} \cos(r_2 y) - \frac{q}{r_1^2} \cos(r_1 y),$$

$$Z = \frac{q}{r_2^2} \cos(r_2 z) - \frac{q}{r_1^2} \cos(r_1 z);$$

e siccome dalla figura si ricava facilmente:

$$OM = r \cos\alpha = r_1 \cos(r_1 x) = r_2 \cos(r_2 x),$$
$$ON = r \cos\beta = r_1 \cos(r_1 y) = r_2 \cos(r_2 y),$$
$$OP = r \cos\gamma = r_1 \cos(r_1 z) - \frac{\delta}{2} = r_2 \cos(r_2 z) + \frac{\delta}{2},$$

cosí, sostituendo si ha:

$$X = q r \cos\alpha \left(\frac{1}{r_2^3} - \frac{1}{r_1^3}\right), \quad Y = q r \cos\beta \left(\frac{1}{r_2^3} - \frac{1}{r_1^3}\right).$$
$$Z = q r \cos\gamma \left(\frac{1}{r_2^3} - \frac{1}{r_1^3}\right) - \frac{q\delta}{2}\left(\frac{1}{r_2^3} + \frac{1}{r_1^3}\right).$$

Ma se si pone $a = \delta : 2r$, si ha:

$$r_1^3 = r^3 (1 + a^2 + 2a\cos\gamma)^{\frac{3}{2}}, \quad r_2^3 = r^3 (1 + a^2 - 2a\cos\gamma)^{\frac{3}{2}}.$$

Sostituendo nelle espressioni di X, Y, Z, ed introducendo la condizione che a é piccolissimo, si ottiene finalmente:

Digitized by Google

$$X = \frac{3q\delta}{r^3} \cos\alpha \cos\gamma, \quad Y = \frac{3q\delta}{r^3} \cos\beta \cos\gamma,$$

$$Z = \frac{3q\delta}{r^3} \cos^2\gamma - \frac{q\delta}{r^3}.$$

Basta ora sostituire a $q\delta$ il suo valore $\varphi R^3 \frac{k-1}{k+2}$, per avere le componenti della forza elettrica in O dovuta alla sfera dielettrica.

Se per brevitá poniamo $H = 3q\delta = 3\varphi R^3 \frac{k-1}{k+2}$, si puó scrivere:

$$X = \frac{H}{r^3} \cos\alpha \cos\gamma, \quad Y = \frac{H}{r^3} \cos\beta \cos\gamma, \quad Z = \frac{H}{r^3} \cos^2\gamma - \frac{H}{3r^3}.$$

Soltanto delle prime due di queste formule si é avuto bisogno nel § 18.

Digitized by Google

NOTA *C*

Forza elettrica dovuta ad un cilindro dielettrico posto in un campo uniforme.

Un cilindro, di costante dielettrica k e di raggio R, il cui asse faccia un angolo α colla direzione del campo elettrico d'intensità φ, in cui é collocato, produce un'azione eguale a quella di due rette, aventi cariche $+q$ e $-q$ per unità di lunghezza, parallele all'asse e da esso equidistanti, situate in un piano parallelo a φ (la retta con carica $+q$ essendo dalla parte verso cui é diretta la forza φ), purché la distanza piccolissima δ, che separa le due rette, soddisfi all'equazione $q\delta = \frac{1}{2}\varphi R^2 \operatorname{sen}\alpha \frac{k-1}{k+1}$.

Questo teorema si puó dimostrare, seguendo un metodo analogo a quello che é esposto nei trattati, e che si riferisce alla sfera dielettrica (V. la Nota *B*).

Cominciamo col calcolare le componenti della forza elettrica dovuta al cilindro, prese secondo tre assi O_0x_0, O_0y_0, O_0z_0 (fig. 35) scelti in modo speciale. Una trasformazione di coordinate varrá poi a darci le espressioni piú generali adoperate nella discussione fatta nel § 19.

Digitized by Google

Si prenda l'asse del cilindro come asse delle z_0, ed un piano parallelo alla forza φ come piano $x_0 z_0$. Come piano $x_0 y_0$ prendiamo quello che passa pel punto M, rispetto

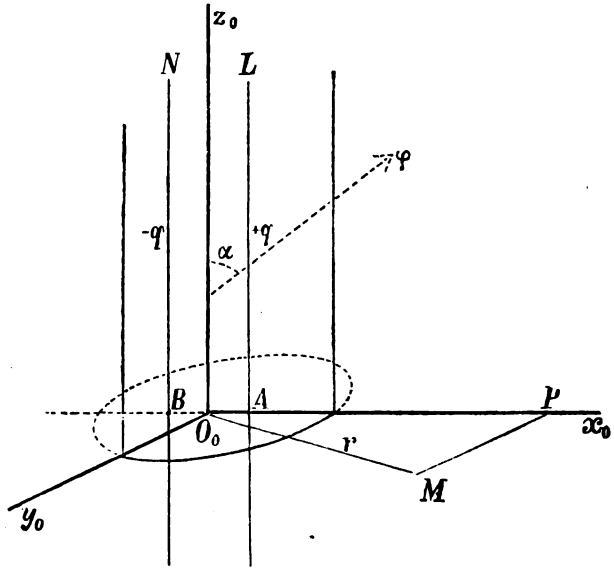

Fig. 35

al quale si deve calcolare la forza elettrica prodotta dal cilindro. Le due rette AL, BN, con cariche $+q$ e $-q$ per unitá di lunghezza e distanti $\frac{\delta}{2}$ dall'asse $O_0 z_0$, giaceranno nel piano $x_0 z_0$. Sieno x_0, y_0, le coordinate di M, r la sua distanza dall'origine O_0, ed r_1, r_2, le sue distanze dai punti A e B.

Rammentando che la forza dovuta ad una retta indefinita elettrizzata uniformemente con carica q per unitá di lunghezza, sopra un punto posto alla distanza r dalla retta, é diretta secondo r e vale $2q : r$, avremo, per le componenti X_0, Y_0, Z_0, della forza in M prodotta dalle rette AL e BN:

Digitized by Google

$$X_0 = \frac{2q}{r_1}\frac{x_0 - \frac{\delta}{2}}{r_1} - \frac{2q}{r_2}\frac{x_0 + \frac{\delta}{2}}{r_2}, \quad Y_0 = \frac{2q\, y_0}{r_1\, r_1} - \frac{2q\, y_0}{r_2\, r_2}, \quad Z_0 = 0.$$

Ma ponendo $a = \delta : 2r$ si ha:

$$r_1^2 = r^2\left(1 + a^2 - 2a\frac{x_0}{r}\right), \quad r_2^2 = r^2\left(1 + a^2 + 2a\frac{x_0}{r}\right).$$

Introducendo questi valori nelle espressioni delle tre componenti, e tenendo conto della condizione che a é piccolissimo, si trova:

$$X_0 = 2q\delta\,\frac{x_0^2 - y_0^2}{(x_0^2 + y_0^2)^2}, \quad Y_0 = 2q\delta\,\frac{2x_0 y_0}{(x_0^2 + y_0^2)^2}, \quad Z_0 = 0.$$

Passiamo ora a nuovi assi coordinati Ox, Oy, Oz (fig. 36), dei quali Oz é nella direzione della forza φ del

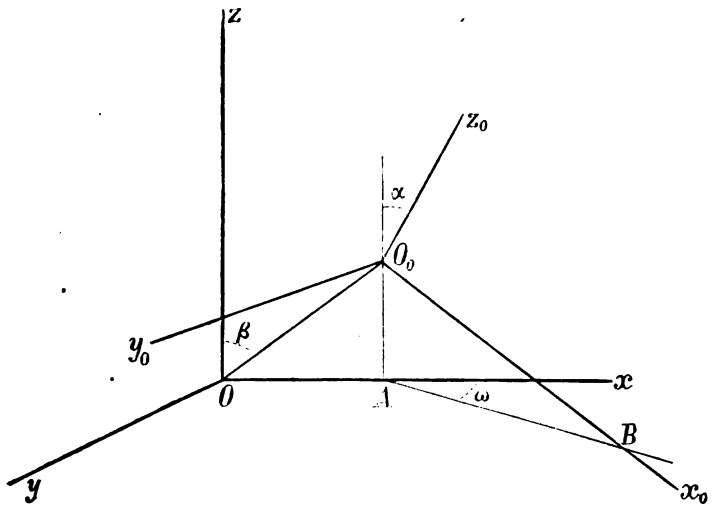

Fig. 36

campo, e l'origine é nel punto, rispetto al quale si calcola la forza dovuta al cilindro. Sia O_0, il punto in cui l'asse O_0z_0 del cilindro incontra il piano xz, AB la traccia del piano x_0z_0 (che é parallelo a φ e quindi ad Oz) sul piano

Digitized by Google

xy, ω l'angolo che il detto piano fa col piano xz. Si chiami r la distanza OO_0 e β l'angolo fra r ed Oz. L'antico asse O_0y_0, essendo perpendicolare al piano O_0AB, risulterá parallelo al piano xy.

Chiamando X, Y. Z, le componenti della forza in O secondo i nuovi assi, si avrá:

$$X = -X_0 \cos(x_0x) - Y_0 \cos(y_0x),$$
$$Y = -X_0 \cos(x_0y) - Y_0 \cos(y_0y),$$
$$Z = -X_0 \cos(x_0z) - Y_0 \cos(y_0z),$$

ove i segni — sono dovuti alla circostanza, che la componente φ sen α é ora diretta nel senso negativo di O_0x_0.

Ma si ricava dalla figura:

$$\cos(x_0x) = \cos\alpha \cos\omega, \quad \cos(x_0y) = \cos\alpha \operatorname{sen}\omega,$$
$$\cos(x_0z) = -\operatorname{sen}\alpha,$$
$$\cos(y_0x) = -\operatorname{sen}\omega, \quad \cos(y_0y) = \cos\omega,$$
$$\cos(y_0z) = 0.$$

Sostituendo, e ponendo per semplicitá:

$$H \operatorname{sen}\alpha = R^2\varphi \operatorname{sen}\alpha \frac{k-1}{k+1} = 2q\delta,$$

si trova:

$$X = \frac{H \operatorname{sen}\alpha}{(x_0^2 + y_0^2)^2}\left[2x_0y_0 \operatorname{sen}\omega + (y_0^2 - x_0^2)\cos\alpha\cos\omega\right],$$

$$Y = \frac{H \operatorname{sen}\alpha}{(x_0^2 + y_0^2)^2}\left[-2x_0y_0 \cos\omega + (y_0^2 - x_0^2)\cos\alpha \operatorname{sen}\omega\right],$$

$$Z = \frac{H \operatorname{sen}\alpha}{(x_0^2 + y_0^2)^2}(x_0^2 - y_0^2)\operatorname{sen}\alpha.$$

Resta ad esprimere x_0, y_0, che sono due delle coordinate di O rispetto agli assi di origine O_0, per mezzo di r, β ed ω. Si ha a questo scopo dalla figura:

Digitized by Google

$$x_0 = - OA \cos(x_0 x) - AO_0 \cos(x_0 z)$$
$$= - r \cos \alpha \operatorname{sen} \beta \cos \omega + r \operatorname{sen} \alpha \cos \beta,$$

e analogamente:

$$y_0 = r \operatorname{sen} \beta \operatorname{sen} \omega.$$

Basterebbe introdurre questi valori di x_0, y_0 nelle espressioni di X, Y, Z, per avere le formole definitive; ma per la discussione del § 19, alla quale le formole sono precipuamente destinate, é piú comodo risparmiare tale introduzione.

Digitized by Google

NOTA *D*

Sulla riflessione e sulla rifrazione delle onde elettromagnetiche.

Le formole per la riflessione e la rifrazione delle onde elettromagnetiche alla superficie di separazione di due dielettrici, si possono ricavare in modo semplicissimo dalle equazioni di Hertz.

Si prendano tre assi ortogonali cosí disposti, che l'asse delle z sia normale alla superficie di separazione, e quello delle y sia perpendicolare al piano d'incidenza, e sia i l'angolo d'incidenza, cioé l'angolo che la normale alle onde incidenti fa coll'asse delle z.

La forza elettrica E abbia direzione costante, e cioé si supponga l'onda piana incidente polarizzata. La forza E é funzione del tempo t e della distanza p dell'onda da un punto fisso, o meglio funzione di $\left(t - \frac{p}{V}\right)$, ove V é la velocitá di propagazione. Infatti essa non deve cambiare di valore, aumentando t di una quantitá qualunque τ ed in pari tempo aumentando p della quantitá $V\tau$. Se x. y, z, sono le coordinate di un punto dell'onda incidente in una

Digitized by Google

data posizione, si ha evidentemente $p = z \cos i - x \operatorname{sen} i + a$, a essendo una costante che dipende dalla scelta del punto da cui si misura p.

Studiamo separatamente i due casi principali, e cioé quelli in cui la forza elettrica é perpendicolare o parallela al piano d'incidenza.

1.° *Forza elettrica perpendicolare al piano d'incidenza.* Le componenti X, Y, Z, di E sono: $X = 0$, $Y = E$, $Z = 0$. Ponendo questi valori nelle equazioni di Hertz [1]:

$$A\varepsilon \frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} \ldots \text{ecc.}, \quad A\mu \frac{dL}{dt} = \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} \ldots \text{ecc.},$$

ammesso che non esista campo magnetico indipendente dal tempo, e tenuto conto della formola $AV\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\mu} = 1$ [2], si trova, per le componenti L, M, N della forza magnetica F:

$$A\mu VL = E \cos i, \quad M = 0, \quad A\mu VN = E \operatorname{sen} i.$$

La forza magnetica $F = E : A\mu V$ é dunque nel piano d'incidenza. In virtú della formola $AV\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\mu} = 1$ si puó anche scrivere $\sqrt{\mu}F = \sqrt{\varepsilon}E$.

Per ragione di simmetria, la forza elettrica E' dell'onda riflessa, e la forza elettrica E_1 dell'onda rifratta, saranno esse pure perpendicolari al piano d'incidenza. Si avranno dunque per le onde riflessa e rifratta delle formole simili a quelle scritte piú sopra per l'onda incidente. Distingueremo con accenti le quantitá relative all'onda riflessa, salvo naturalmente A, ε, μ e V che restano invariate, e con un indice $_1$ quelle relative all'onda rifratta, ad eccezione di A che non cambia; ma scriveremo r, che é l'angolo di rifrazione, al posto di i_1. Ecco dunque le formole:

---

[1] *Untersuchungen ueber die Ausbreitung der elektrischen Kraft*, pag. 215.

[2] L. c. pag. 251.

Digitized by Google

$$X' = 0, \quad Y' = E', \quad Z' = 0;$$
$$A\mu VL' = E' \cos i', \; M' = 0, \; A\mu VN' = E' \operatorname{sen} i'; \; F' = E' : A\mu V.$$
$$X_1 = 0, \quad Y_1 = E_1, \quad Z_1 = 0;$$
$$A\mu_1 V_1 L_1 = E_1 \cos r, \; M_1 = 0, \; A\mu_1 V_1 N_1 = E_1 \operatorname{sen} r; \; F_1 = E_1 : A\mu_1 V_1.$$

Applicando ora le condizioni relative alla superficie di separazione [1] si ottiene:

$$E + E' = E_1, \; E \cos i + E' \cos i' = E_1 \cos r \frac{\mu V}{\mu_1 V_1},$$
$$E \operatorname{sen} i + E' \operatorname{sen} i' = E_1 \operatorname{sen} r \frac{V}{V_1}.$$

Queste equazioni devono essere verificate ad ogni istante per ogni punto della superficie di separazione. Ora, siccome le forze elettriche E, E', E_1, sono funzioni rispettivamente di:

$$\left(t - \frac{z \cos i - x \operatorname{sen} i + a}{V}\right), \left(t - \frac{z \cos i' - x \operatorname{sen} i' + a'}{V}\right),$$
$$\left(t - \frac{z \cos r - x \operatorname{sen} r + a_1}{V_1}\right),$$

ció non é possibile che a patto che sieno eguali i coefficienti di x, cioé si abbia $\frac{\operatorname{sen} i}{V} = \frac{\operatorname{sen} i'}{V} = \frac{\operatorname{sen} r}{V_1}$.

Queste equazioni esprimono la legge della riflessione: $i' = \pi - i$, e quella della rifrazione: $\frac{\operatorname{sen} i}{\operatorname{sen} r} = \frac{V}{V_1} = \text{cost.}$ Se ora si pone $E' = \alpha E$, $E_1 = \beta E$, cioé se si indicano con α e β il fattore di riflessione e il fattore di rifrazione per la forza elettrica, le tre equazioni precedenti divengono:

$$1 + \alpha = \beta, \quad (1 - \alpha) \cos i = \beta \cos r \frac{\mu V}{\mu_1 V_1},$$
$$(1 + \alpha) \operatorname{sen} i = \beta \operatorname{sen} r \frac{V}{V_1},$$

[1] L. c. pag. 252.

Digitized by Google

la prima e l' ultima delle quali sono identiche, in virtú della $\frac{\text{sen } i}{V} = \frac{\text{sen } r}{V_1}$. Se ne ricava:

$$\alpha = \frac{\mu_1 \text{ sen } r \cos i - \mu \text{ sen } i \cos r}{\mu_1 \text{ sen } r \cos i + \mu \text{ sen } i \cos r},$$

$$\beta = \frac{2\mu_1 \text{ sen } r \cos i}{\mu_1 \text{ sen } r \cos i + \mu \text{ sen } i \cos r}.$$

Se poi si indicano con α_m, β_m i fattori di riflessione e di rifrazione per la forza magnetica, cioé se si pone $F' = \alpha_m F$, $F_1 = \beta_m F$, si trova subito $\alpha_m = \alpha$, $\beta_m = \beta \frac{\mu \text{ sen } i}{\mu_1 \text{ sen} r}$.

2.° *Forza elettrica nel piano d' incidenza.* Qui la forza elettrica E ha per componenti: $X = E \cos i$, $Y = 0$, $Z = E \text{ sen } i$. Dalle equazioni di Hertz si ha, per le componenti L, M, N della forza magnetica: $L = 0$, $A \mu VM = -E$, $N = 0$. Si vede intanto che $F = -E : A \mu V$, ossia $\sqrt{\mu} F = -\sqrt{\varepsilon} E$.

Per l' onda riflessa si scriveranno formole analoghe a queste, dando un accento a tutte le quantitá, all' infuori di A, μ, ε, V, e cosí per l' onda rifratta, nel qual caso si dará un indice $_1$ alle varie lettere, ad eccezione di A, mentre si scriverá r invece di i_1. Il calcolo semplicissimo si proseguirá come nel caso della forza elettrica perpendicolare al piano d' incidenza, e si giungerá alle formole seguenti:

$$\alpha = \alpha_m = \frac{\mu \text{ sen } i \cos i - \mu_1 \text{ sen } r \cos r}{\mu \text{ sen } i \cos i + \mu_1 \text{ sen } r \cos r},$$

$$\beta = \frac{2\mu_1 \text{ sen } r \cos i}{\mu \text{ sen } i \cos i + \mu_1 \text{ sen } r \cos r}, \quad \beta_m = \beta \frac{\mu \text{ sen } i}{\mu_1 \text{ sen } r}.$$

Per facilitare ora il confronto fra le formole trovate e le formole classiche di Fresnel, le scriveró tutte in colonna, avvertendo, che per ciascuna delle quantitá α e β scriveró due espressioni fra loro equivalenti, la seconda delle quali si deduce dalla prima introducendo

Digitized by Google

ε ed ε_1 invece di μ e μ_1, per mezzo delle formole $AV\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\mu}=1$, $AV_1\sqrt{\varepsilon_1}\sqrt{\mu_1}=1$.

Forza elettrica perpendicolare al piano d'incidenza

$$[1]\quad \alpha = \alpha_m = \frac{\mu_1 \operatorname{sen} r \cos i - \mu \operatorname{sen} i \cos r}{\mu_1 \operatorname{sen} r \cos i + \mu \operatorname{sen} i \cos r}$$

$$[2]\quad = \frac{\varepsilon \operatorname{sen} i \cos i - \varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos r}{\varepsilon \operatorname{sen} i \cos i + \varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos r}.$$

$$[3]\quad \beta = \frac{2\mu_1 \operatorname{sen} r \cos i}{\mu_1 \operatorname{sen} r \cos i + \mu \operatorname{sen} i \cos r}$$

$$[4]\quad = \frac{2\varepsilon \operatorname{sen} i \cos i}{\varepsilon \operatorname{sen} i \cos i + \varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos r}.$$

$$[5]\quad = \beta_m \frac{2\mu \operatorname{sen} i \cos i}{\mu_1 \operatorname{sen} r \cos i + \mu \operatorname{sen} i \cos r}$$

$$[6]\quad = \frac{2\varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos i}{\varepsilon \operatorname{sen} i \cos i + \varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos r}.$$

Forza elettrica parallela al piano d'incidenza

$$[7]\quad \alpha + \alpha_m = \frac{\mu \operatorname{sen} i \cos i - \mu_1 \operatorname{sen} r \cos r}{\mu \operatorname{sen} i \cos i + \mu_1 \operatorname{sen} r \cos r}$$

$$[8]\quad = \frac{\varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos i - \varepsilon \operatorname{sen} i \cos r}{\varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos i + \varepsilon \operatorname{sen} i \cos r}.$$

$$[9]\quad \beta = \frac{2\mu_1 \operatorname{sen} r \cos i}{\mu \operatorname{sen} i \cos i + \mu_1 \operatorname{sen} r \cos r}$$

$$[10]\quad = \frac{2\varepsilon \operatorname{sen} i \cos i}{\varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos i + \varepsilon \operatorname{sen} i \cos r}.$$

$$[11]\quad \beta_m = \frac{2\mu \operatorname{sen} i \cos i}{\mu \operatorname{sen} i \cos i + \mu_1 \operatorname{sen} r \cos r}$$

$$[12]\quad = \frac{2\varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos i}{\varepsilon_1 \operatorname{sen} r \cos i + \varepsilon \operatorname{sen} i \cos r}.$$

Digitized by Google

Formole di Fresnel

Vibrazioni perpendicolari al piano d'incidenza:

$$[13] \qquad \alpha = \frac{\operatorname{sen} r \cos i - \operatorname{sen} i \cos r}{\operatorname{sen} r \cos i + \operatorname{sen} i \cos r}.$$

$$[14] \qquad \beta = \frac{2 \operatorname{sen} r \cos i}{\operatorname{sen} r \cos i + \operatorname{sen} i \cos r}.$$

Vibrazioni parallele al piano d'incidenza:

$$[15] \qquad \alpha = \frac{\operatorname{sen} r \cos r - \operatorname{sen} i \cos i}{\operatorname{sen} r \cos r + \operatorname{sen} i \cos i}.$$

$$[16] \qquad \beta = \frac{2 \operatorname{sen} r \cos i}{\operatorname{sen} i \cos i + \operatorname{sen} r \cos r}.$$

La simmetria delle formole [1] a [12] è evidente. Se si vogliono scrivere le formole [7], [8], [9], [10], [11] e [12], basta prendere ordinatamente le [2], [1], [6], [5], [4] e [3], e cambiare β, β_m, ε, μ, ε_1, μ_1, rispettivamente in β_m, β, μ, ε, μ_1, ε_1.

Siccome per la maggior parte dei corpi μ ha sensibilmente lo stesso valore, cosí potremo supporre $\mu = \mu_1$. Cosí facendo le formole [1], [3], [9] divengono identiche alle [13], [14], [16], mentre le espressioni [7] e [15] restano eguali e di segno opposto. Ma questa differenza di segno é solo apparente. Ed invero, nello stabilire le sue formole Fresnel prese come senso positivo della vibrazione riflessa quello, pel quale la sua componente secondo la superficie di separazione é positiva. Invece qui si é preso E' come positiva, mentre la sua componente $X' = E' \cos i' = - E' \cos i$ é negativa.

Ne consegue, che per arrivare alle formole di Fresnel, le quali, come si sa, sono verificate dall'esperienza, bisogna far corrispondere alla vibrazione dell'etere, non giá la forza magnetica, ma precisamente la forza elettrica. Questa dunque é perpendicolare al piano di polarizzazione.

Digitized by Google

Se invece di porre $\mu = \mu_1$ si assumesse $\varepsilon = \varepsilon_1$, le formole [2] ed [8] diverrebbero rispettivamente identiche alle [15] e [13], mentre le [6] e [12] diverrebbero identiche alle [16] e [14]. In tale ipotesi sarebbe la forza magnetica che si comporterebbe in tutto come la vibrazione di Fresnel, e si concluderebbe che la forza elettrica giace nel piano di polarizzazione. Ma in realtá l'ipotesi $\varepsilon = \varepsilon_1$ é lontanissima dal vero.

Diversi Autori in epoche diverse stabilirono le formole per la riflessione e la rifrazione delle onde elettro-magnetiche, ma arrivarono a risultati non sempre concordanti.

Cosí Fitzgerald (1), partendo dalle equazioni di Maxwell, trovó per la riflessione e la rifrazione formole corrispondenti a quelle di Mac-Cullagh.

J. J. Thomson (2) arrivó a formole per la riflessione identiche alle [1] e [7] del quadro precedente; ma per la rifrazione, invece di trovare le [3] e [9], giunse a formole che non sono altro che le [5] ed [11] moltiplicate per $\sqrt{\mu_1} : \sqrt{\mu}$, tanto che enunció questa singolare conclusione, che « il raggio rifratto é piú *intenso*, nel rapporto $\frac{\cos i}{\cos r}$ » di quel che stabiliscono le formole di Fresnel.

Lord Rayleigh (3) trovó per la riflessione formole equivalenti alle [1] ed [8]; ma non si occupó della rifrazione, limitandosi a dire che le relative formole si possono dedurre da quelle della riflessione coll'aiuto del principio della conservazione dell'energia.

Lorentz (4), partendo dalla teoria di Helmholtz (5), trovó per la riflessione le formole di Fresnel [13] e [15], mentre che per la rifrazione giunse ad espressioni, che

(1) *Phil. Mag.* 5, t. 7, p. 216.
(2) *Phil. Mag.* 5, t. 9, p. 284.
(3) *Phil. Mag.* 5, t. 12, p. 81.
(4) *Beibl.* 1877, p. 92.
(5) *Crelle' Journal*, 1870.

Digitized by Google

non sono altro che quelle di Fresnel [14] e [16] moltiplicate per $\varepsilon_1 : \varepsilon$. A proposito di questo disaccordo fra le formole di Lorentz e quelle di Fresnel il sig. E. W. fa osservare, in una nota a piede di pagina, che il disaccordo stesso sparisce allorquando la luce si rifranga una seconda volta per ritornare nel mezzo di partenza.

Tumlirtz (1) trovó formole simili alle [1], [3], [7] e [9], ma con un metodo che é stato piú tardi criticato da Goldhammer (2), il quale peró giunge a formole sostanzialmente identiche. Formole simili sono date pure da Vaschy (3).

Infine Helmholtz (4) ha recentemente trattato esso pure questo soggetto. Siccome egli considera, non i valori della forza elettrica, ma quelli della polarizzazione magnetica, che indica con C_1, C_2, C_3, rispettivamente per l'onda incidente, la riflessa e la rifratta, cosí trova per la riflessione, cioé pel rapporto $C_2 : C_1$, le stesse espressioni [1] e [7]. Ora il rapporto $C_2 : C_1$ corrisponde a $\mu F' : \mu F = E' : E = \alpha$. Se poi colle formole stabilite da Helmholtz si calcola il rapporto $C_3 : C_1$, si trovano espressioni che non sono altro che le [5] ed [11] moltiplicate per $\mu_1 : \mu$. Ora, colle notazioni qui adoperate $C_3 : C_1$ diventa $\mu_1 F_1 : \mu F$, ossia $\mu_1 \beta_m : \mu$. Dunque le formole di Helmholtz si accordano perfettamente con quelle stabilite nella presente Nota, ma non conducono alle formole di Fresnel facendovi $\mu = \mu_1$.

É soltanto col considerare i fattori di riflessione e di rifrazione relativi alla forza elettrica, che si ottengono formole, le quali per $\mu = \mu_1$ si trasformano in quelle di Fresnel. Calcolando, come fa Helmholtz, i fattori di riflessione e di rifrazione relativi alla polarizzazione magne-

(1) *Die elektromagnetische Theorie des Lichts*, Leipzig 1883.
(2) *Wied. Ann.* t. 47, p. 277 (1892).
(3) *Traité d' Electricité et de Magnétisme*, t. 1, p. 406.
(4) *Wied. Ann.* t. 48, pag. 402 (1893).

Digitized by Google

tica, si hanno formole differenti, almeno per la rifrazione. Lo stesso accade calcolando quei fattori relativamente o alla forza magnetica o alla polarizzazione elettrica.

Le divergenze esistenti fra le formole trovate dai diversi Autori per la rifrazione delle onde elettromagnetiche, provengono in molti casi dall'avere essi arbitrariamente considerato, o la forza magnetica, o la polarizzazione ecc., come corrispondente alla vibrazione luminosa. Cosí, per esempio, basta calcolare il fattore di rifrazione relativo alla polarizzazione elettrica, per giungere alle formole di Lorentz.

Le formole trovate permettono di constatare che l'energia delle onde incidenti si ripartisce integralmente fra le riflesse e le rifratte, non solo in complesso, ma anche considerando porzioni *corrispondenti*, vale a dire tali che sieno proiezioni d'una stessa area presa sulla superficie di separazione fra i due dielettrici.

L'energia per unitá di volume del dielettrico attraversato dalle onde incidenti é $\frac{1}{8\pi}\left(\varepsilon E^2 + \mu F^2\right)$ (1). Questa espressione si puó trasformare in altre equivalenti, come $\frac{1}{4\pi}\varepsilon E^2$, $\frac{1}{4\pi}\sqrt{\varepsilon\mu}EF$, od anche $\frac{EF}{4\pi AV}$, ricorrendo alle formole $\sqrt{\varepsilon}E = \pm\sqrt{\mu}F$, $AV\sqrt{\varepsilon\mu} = 1$. Siccome E ed F sono funzioni di t, l'energia varia col tempo; ma se si suppone che quelle funzioni sieno periodiche, si potrá calcolare il valore medio per ogni periodo T dell'energia contenuta nell'unitá di volume.

Ció posto, si consideri un'onda incidente, una riflessa ed una rifratta, queste due peró scelte in modo che su di esse le forze elettrica e magnetica abbiano fase eguale a quella che hanno sull'onda incidente. Se E ed F sono quelle forze su quest'onda, quelle sull'onda riflessa saranno

(1) L. c. pag. 213.

Digitized by Google

$E' = \alpha E$, $F' = \alpha_m F$, e quelle sull' onda rifratta: $E_1 = \beta E$, $F_1 = \beta_m E$. Si considerino inoltre le tre onde nella posizione, che vanno ad occupare dopo un tempo dt; poi, presa un' area qualunque a sulla superficie di separazione, si conducano per tutti i punti del suo contorno le normali ai tre sistemi di onde. Le tre superfici cilindriche, di cui quelle normali sono le generatrici, taglieranno nei tre strati di spessore infinitesimo limitati dalle tre onde considerate nelle due posizioni successive, tre porzioni corrispondenti, i cui volumi saranno rispettivamente:

$$a \cos i \,.\, Vdt, \quad a \cos i \,.\, Vdt, \quad a \cos r \,.\, V_1 dt.$$

L' energia contenuta in questi tre volumi sarà:

$$\frac{aEF}{4\pi A} \cos i \, dt, \quad \frac{aEF}{4\pi A} \cos i \, \alpha\alpha_m dt, \quad \frac{aEF}{4\pi A} \cos i \, \beta\beta_m dt.$$

La somma delle due ultime é

$$\frac{aEF}{4\pi A} \cos i \, dt \left(\alpha\alpha_m + \frac{\cos r}{\cos i} \beta\beta_m \right).$$

Ora, sia coi valori [1], [3], [5], sia coi valori [7], [9] ed [11] si trova, che la quantitá fra parentesi é eguale all' unitá. Dunque le energie contenute nei tre volumi corrispondenti sono tali, che quella del volume preso sull' onda incidente eguaglia la somma di quelle dei volumi presi sulle onde riflesse e rifratte.

La stessa relazione fra le tre energie sussiste evidentemente se, invece di considerare volumi corrispondenti di spessore infinitesimo, si considerano volumi il cui spessore, nel senso della propagazione delle onde, sia eguale alla lunghezza d' onda. Infatti, le tre energie divengono rispettivamente:

$$\frac{a \cos i}{4\pi A} \int_t^{t+T} EFdt, \quad \frac{a \cos i}{4\pi A} \alpha\alpha_m \int_t^{t+T} EFdt, \quad \frac{a \cos r}{4\pi A} \beta\beta_m \int_t^{t+T} EFdt,$$

e la somma delle due ultime é ancora eguale alla prima. Anzi, non é piú necessario in tal caso di presupporre

Digitized by Google

eguali le fasi sulle tre onde che servono di base ai tre volumi corrispondenti, giacché nei vari strati infinitesimi in cui si puó immaginare diviso uno strato di spessore eguale alla lunghezza d'onda, si trovano sempre tutte le fasi possibili, qualunque sia la fase corrispondente alle onde che formano le basi di quello strato.

Si puó dunque affermare che, presi tre volumi corrispondenti di spessore eguale alla lunghezza d'onda (oppure ad un multiplo di questa), l'energia contenuta nel volume preso sulle onde incidenti é eguale alla somma delle energie contenute in quelli presi sulle onde riflesse e sulle rifratte.

Fra le energie medie per unitá di volume sussiste una relazione differente. Dicendo w, w', w_1 queste energie medie per unitá di volume, rispettivamente per le onde incidenti, riflesse e rifratte, esse non saranno altro che le tre espressioni precedenti divise pei volumi, cioé ordinatamente per $a \cos i . \lambda$, $a \cos i . \lambda$, $a \cos r . \lambda_1$, dicendo λ e λ_1 le lunghezze d'onda nei due dielettrici. Le tre espressioni suddette si possono dunque scrivere cosí:

$$w a \lambda \cos i, \quad w' a \lambda \cos i, \quad w_1 a \lambda_1 \cos r;$$

e siccome la prima é eguale, come si é visto, alla somma delle due ultime:

$$w \operatorname{sen} 2 i = w' \operatorname{sen} 2 i + w_1 \operatorname{sen} 2 r.$$

Tale é dunque la relazione fra le energie medie per unitá di volume.

Ai precedenti ragionamenti si puó dare un'altra forma, adottando il concetto del movimento dell'energia elettromagnetica [1].

L'espressione $\frac{a \cos i}{4 \pi A} \int_t^{t+T} EF dt$, che rappresenta l'energia contenuta in uno strato parallelo alle onde incidenti, di base $a \cos i$ e di spessore eguale alla lunghezza d'onda,

[1] L. c. pag. 233. — Poynting, *Phil. Trans.* t. 175, pag. 343.

Digitized by Google

rappresenta in pari tempo l'energia che passa per l'area $a \cos i$ nel tempo T. L'energia media che passa nell'unitá di tempo sará quindi $\frac{a \cos i}{4\pi A T}\int_t^{t+T} EF dt$, ossia $Wa.\cos i$, dicendo W l'energia che passa nell'unitá di tempo per un'area unitá, ossia ponendo $W = \frac{1}{T}\int_t^{t+T} \frac{EF}{4\pi A} dt$. Similmente, dicendo W', W_1 le energie che nell'unitá di tempo passano per un'area uno parallela alle onde riflesse o alle rifratte, ossia ponendo:

$$W' = \frac{1}{T}\int_t^{t+T} \frac{E'F'}{4\pi A} dt, \quad W_1 = \frac{1}{T}\int_t^{t+T} \frac{E_1 F_1}{4\pi A} dt,$$

le energie che passano nell'unitá di tempo per aree $a \cos i$, $a \cos r$, parallele alle onde riflesse e rifratte. saranno: $W' a \cos i$, $W_1 a \cos r$. Ora, essendo $W' = \alpha\alpha_m W$, $W_1 = \beta\beta_m W$, si riconosce che:

$$Wa \cos i = W'a \cos i + W_1 a \cos r,$$

cioé che l'energia che le onde incidenti fanno passare nell'unitá di tempo per l'area $a \cos i$, ad esse parallela, é eguale alla somma delle energie che le onde riflesse e le rifratte fanno passare rispettivamente per le aree $a \cos i$, $a \cos r$, parallele alle medesime. Od anche: l'energia che nell'unitá di tempo le onde incidenti fanno giungere ad un'area qualunque a presa sulla superficie di separazione, é eguale alla somma delle energie che, insieme alle onde riflesse e rifratte, emanano nell'unitá di tempo dall'area stessa. E cosí si puó dire, che l'energia elettromagnetica si muove perpendicolarmente alle superfici d'onda, e si riflette e rifrange colle leggi dell'Ottica.

L'energia che per unitá di tempo passa per l'unitá di area, misura l'intensitá degli effetti prodotti dalle onde elettromagnetiche, per esempio l'intensitá d'illuminazione I

Digitized by Google

sopra un diaframma ad esse parallelo. Ne consegue, che l'intensitá d'illuminazione I prodotta dalle onde incidenti non é eguale alla somma di quelle, I' ed I_1, prodotte dalle onde riflesse e dalle rifratte. Si ha invece $I \cos i = I' \cos i + I_1 \cos r$.

Se in Ottica si suol dire che l'intensitá d'un fascio di raggi incidenti é eguale alla somma delle intensitá dei fasci riflesso e rifratto, é perché allora non si considerano le illuminazioni prodotte su aree eguali, ma invece la totalitá degli effetti prodotti dai tre fasci, senza badare alla circostanza che, mentre la sezione trasversale del fascio riflesso é eguale a quella del fascio incidente, la sezione trasversale del fascio rifratto é differente, e precisamente eguale a quella di ciascuno degli altri due moltiplicata per $\cos r : \cos i$.

Digitized by Google

NOTA *E*

Sulla riflessione metallica della luce polarizzata.

Per dimostrare le due proprietá enunciate nel testo (§ 42), serviamoci della fig. 37, nella quale la lastra S stará a rappresentarci un specchio metallico, OB un raggio incidente, OR il corrispondente raggio riflesso, AX, AY due assi ortogonali presi in un piano PQ normale al raggio incidente, CX_1 CY_1 altri due assi analoghi presi in un piano $P_1 Q_1$ normale al raggio riflesso. Gli assi AY, CY, siano normali al piano di incidenza OBR, e perció AX, CX_1 giaciano in questo piano.

Sia $\operatorname{sen} \frac{2\pi t}{T} = \operatorname{sen} \theta$ la vibrazione incidente VW. Essa potrá essere sostituita dalle componenti $x = -\operatorname{sen} \alpha \operatorname{sen} \theta$ $y = \cos \alpha \operatorname{sen} \theta$, prese secondo gli assi AX, AY. Le componenti x_1, y_1, prese secondo gli assi CX_1, CY_1, della vibrazione riflessa, che é generalmente elittica, saranno:

$$x_1 = k \operatorname{sen} \alpha \operatorname{sen}(\theta - \tau)\,(^1), \quad y_1 = h \cos \alpha \operatorname{sen} \theta,$$

(1) La componente x_1 é positiva in causa della maniera, nella quale sono state prese le direzioni positive per gli assi.

Digitized by Google

indicando con k ed h i coefficienti di riflessione relativi rispettivamente alle vibrazioni incidenti x ed y, e con φ la differenza di fase dovuta alla riflessione.

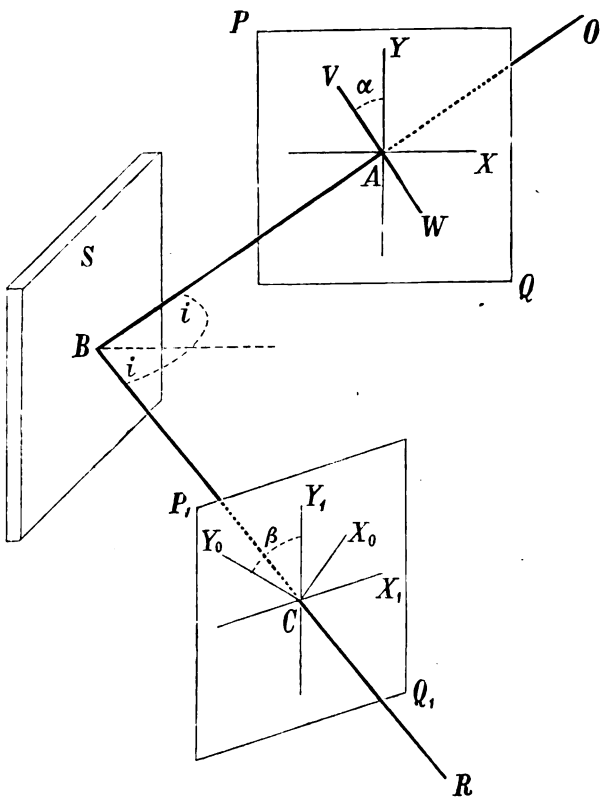

Fig. 37

Eliminando θ fra queste equazioni si otterrá l'equazione della traiettoria elittica, e precisamente:

$$\frac{x_1^2}{k^2 \operatorname{sen}^2\alpha} + \frac{y_1^2}{h^2 \cos^2\alpha} - \frac{2x_1y_1 \cos\varphi}{hk \operatorname{sen}\alpha \cos\alpha} = \operatorname{sen}^2\varphi.$$

Per trovare il rapporto degli assi di questa elissi, e l'angolo che il suo asse maggiore fa coll'asse CY_1, possiamo operare come segue.

Digitized by Google

Si prendano due nuovi assi ortogonali CX_0, CY_0, di origine C e si indichi con β l'angolo (positivo o negativo, ma non maggiore di 90^0), che il nuovo asse delle y fa con CY_1. Chiamando x_0, y_0, le coordinate rispetto ai nuovi assi, dovrá porsi:

$$x_1 = x_0 \cos\beta - y_0 \operatorname{sen}\beta, \quad y_1 = y_0 \cos\beta + x_0 \operatorname{sen}\beta,$$

e sostituire questi valori nell'equazione dell'elisse, perché resti riferita ai nuovi assi. Cosí facendo si trova:

$$\frac{x_0^2}{a^2} + \frac{y_0^2}{b^2} + 2mx_0y_0 = 1,$$

ove per brevitá si é posto:

$$a^2 = h^2k^2 \operatorname{sen}^2\alpha \cos^2\alpha \operatorname{sen}^2\varphi : (h^2 \cos^2\alpha \cos^2\beta + k^2 \operatorname{sen}^2\alpha \operatorname{sen}^2\beta - 2hk \operatorname{sen}\alpha \cos\alpha \operatorname{sen}\beta \cos\beta \cos\varphi),$$

$$b^2 = h^2k^2 \operatorname{sen}^2\alpha \cos^2\alpha \operatorname{sen}^2\varphi : (h^2 \cos^2\alpha \operatorname{sen}^2\beta + k^2 \operatorname{sen}^2\alpha \cos^2\beta + 2hk \operatorname{sen}\alpha \cos\alpha \operatorname{sen}\beta \cos\beta \cos\varphi),$$

$$m \cdot h^2k^2 \operatorname{sen}^2\alpha \cos^2\alpha \operatorname{sen}^2\varphi = (k^2 \operatorname{sen}^2\alpha - h^2 \cos^2\alpha) \operatorname{sen}\beta \cos\beta + hk \operatorname{sen}\alpha \cos\alpha \cos\varphi (\operatorname{sen}^2\beta - \cos^2\beta).$$

Se ora si determina β in modo, che si abbia $m = 0$, l'elisse resterá riferita ai proprii assi, e β non sará altro che l'angolo che uno degli assi dell'elisse fa con CY_1. Ma risolvendo rispetto a $\operatorname{tang}\beta$ l'equazione $m = 0$ si trova:

$$\operatorname{tang}\beta = \frac{1 - n^2 \operatorname{tang}^2\alpha \pm r}{2n \operatorname{tang}\alpha \cos\varphi},$$

in cui si é posto:

$$n = \frac{k}{h}, \quad r^2 = (1 - n^2 \operatorname{tang}^2\alpha)^2 + 4n^2 \operatorname{tang}^2\alpha \cos^2\varphi.$$

Resta dunque incerto il segno da attribuirsi ad r, perché l'angolo β sia veramente l'angolo che con CY_1 fa l'asse maggiore. Ma per togliere ogni incertezza basta scrivere il valore, che ha il rapporto fra gli assi del-

Digitized by Google

l'elisse, o, ció che torna lo stesso, il valore di $\frac{a^2}{b^2}$. Dalle precedenti equazioni si ricava subito:

$$\frac{a^2}{b^2} = \frac{\operatorname{tang}^2\beta + n^2 \operatorname{tang}^2\alpha + 2n \operatorname{tang}\alpha \operatorname{tang}\beta \cos\varphi}{1 + n^2 \operatorname{tang}^2\alpha \operatorname{tang}^2\beta - 2n \operatorname{tang}\alpha \operatorname{tang}\beta \cos\varphi},$$

e non resta che sostituire a $\operatorname{tang}\beta$ il suo valore. A riduzioni fatte si giunge alla seguente espressione:

$$\frac{a^2}{b^2} = \frac{1 - n^2 \operatorname{tang}^2\alpha + 2n^2 \operatorname{tang}^2\alpha \cos^2\varphi \pm r}{n^2 \operatorname{tang}^2\alpha (1 - n^2 \operatorname{tang}^2\alpha - 2\cos^2\varphi \pm r)}.$$

Peró per lo scopo attuale é meglio dare al valore di $\frac{a^2}{b^2}$ un'altra forma, alla quale si puó giungere introducendo al posto di $\cos^2\varphi$ il valore, che si ricava per questa quantitá dalla formola, che definisce r^2, e poi dividendo per $1 \pm r - n^2 \operatorname{tang}^2\alpha$ tanto il numeratore che il denominatore. Si trova:

$$\frac{a^2}{b^2} = \frac{1 + n^2 \operatorname{tang}^2\alpha \pm r}{1 + n^2 \operatorname{tang}^2\alpha \mp r}.$$

D'altronde si puó facilmente constatare che, eguagliando le due ultime espressioni di $\frac{a^2}{b^2}$, si ottiene una identitá.

Osservando l'ultima espressione si vede subito che, se si prende r col segno superiore, risulta $a > b$, mentre se si prende r col segno inferiore, si ha invece $b > a$. Ma siccome con β si é designato l'angolo dell'asse delle y_0, ossia del semiasse b, con CY_1, cosí bisognerá prendere r col segno inferiore, affinché quest'angolo si riferisca all'asse maggiore dell'elisse. Dunque il valore definitivo di β é dato da

$$\operatorname{tang}\beta = -\frac{r - 1 + n^2 \operatorname{tang}^2\alpha}{2n \operatorname{tang}\alpha \cos\varphi}.$$

Tenuto conto che si ha $r > 1 - n^2 \operatorname{tang}^2\alpha$, si vede che $\operatorname{tang}\beta$, e quindi anche β, é negativo se $\varphi < \frac{\pi}{2}$, e posi-

Digitized by Google

tivo se $\varphi > \frac{\pi}{2}$. Resta cosí dimostrata la 1.ª proposizione.

Per dimostrare la 2.ª si prenda il valore assoluto di tang β, che é in ogni caso:

$$\operatorname{tang}\beta = \frac{r - 1 + n^2 \operatorname{tang}^2\alpha}{2n\rho \operatorname{tang}\alpha},$$

ove ρ (compreso fra 0 ed 1) é il valore assoluto di cos φ, od anche $\operatorname{tang}\beta = \frac{1}{\sqrt{p^2+1}+p}$, ponendo per brevitá $p = \frac{1 - n^2 \operatorname{tang}^2\alpha}{2n\rho \operatorname{tang}\alpha}$. Se si suppone $\rho = 1$, p diviene $\frac{1 - n^2 \operatorname{tang}^2\alpha}{2n \operatorname{tang}\alpha}$, e tang β diviene uguale ad n tang α, mentre per $\rho < 1$ p ha un valore piú grande, e tang β uno minore, che nell'ipotesi di $\rho = 1$. Dunque tang $\beta < n$ tang α, ed essendo $n < 1$, a maggior ragione tang $\beta <$ tang α. Per conseguenza si ha sempre in valor assoluto $\beta < \alpha$, ció che dimostra la seconda proposizione.

Digitized by Google

NOTA *F*

Sulle onde elettro-magnetiche a polarizzazione circolare od elittica.

Per comprendere in che consistano le onde elettro-magnetiche, che ho chiamate *a vibrazioni circolari* oppure *a vibrazioni elittiche*, e che sono analoghe alle onde luminose, cui spettano le medesime denominazioni, cominciamo col considerare un dielettrico percorso nella direzione Ox (fig. 38) da onde elettro-magnetiche piane ordinarie. Supponiamo che le oscillazioni elettriche siano parallele all'asse Oy, per esempio siano prodotte da un oscillatore parallelo a questo asse e munito di riflettore parabolico.

Il piano di polarizzazione di queste onde sará quindi il piano zOx.

Rappresentiamo con $Y = \text{sen}\,\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{V}\right)$ la forza elettrica all'istante t in un punto A, essendo $OA = x$, T il periodo delle oscillazioni e V la velocitá di propagazione. Come si vede, si é preso come eguale all'unitá il valore massimo della forza elettrica, e si é ammesso

Digitized by Google

che questa forza varî colla legge sinusoidale delle vibrazioni luminose.

Se nelle equazioni fondamentali di Hertz:

$$A\varepsilon\frac{dX}{dt}=\frac{dM}{dz}-\frac{dN}{dy}\ldots\text{ecc.},\quad A\mu\frac{dL}{dt}=\frac{dZ}{dy}-\frac{dY}{dz}\ldots\text{ecc.},$$

si pone:

$$X=0,\quad Y=\operatorname{sen}\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{x}{V}\right)=\operatorname{sen}\theta,\quad Z=0,$$

si trova, tenendo conto della relazione $AV\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\mu}=1$:

$$L=0,\quad M=0,\quad \sqrt{\mu}N=-\sqrt{\varepsilon}\operatorname{sen}\theta.$$

La forza magnetica N é diretta secondo la direzione nega-

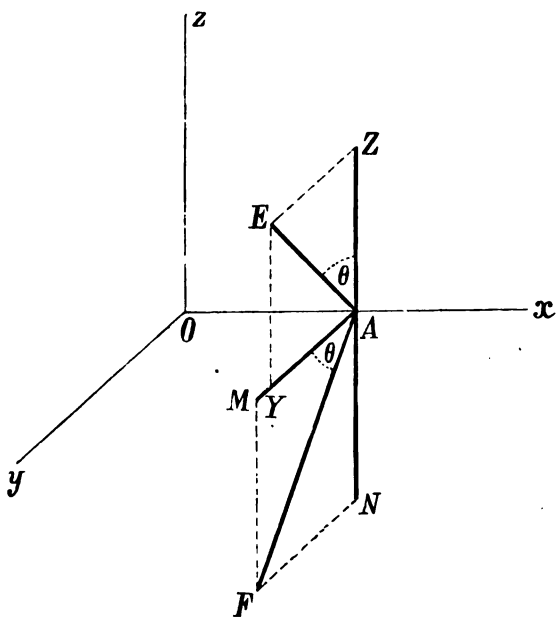

Fig. 38

tiva dell'asse delle z, ed é rappresentata da AN nella figura, mentre la forza elettrica é rappresentata da AY.

Ad un istante qualunque le due forze Y ed N hanno gli stessi valori per tutti i punti del piano passante per

Digitized by Google

A e perpendicolare ad Ox, come pure per tutti i piani paralleli che lo precedono o lo seguono ad intervalli eguali a TV, ossia eguali alla lunghezza d'onda. Nel medesimo istante, entro ciascuno di questi intervalli, le due forze hanno valori diversi da luogo a luogo, ciascuna secondo le ordinate d'una sinusoide avente per asse la Ox. Per sapere in quali condizioni é il dielettrico negli istanti successivi, basterá immaginare che le sinusoidi si spostino nella direzione Ox colla velocitá V.

Analogamente le equazioni:

$$X = 0, \quad Y = 0, \quad Z = \cos\theta,$$
$$L = 0, \quad \sqrt{\mu} M = \sqrt{\varepsilon} \cos\theta, \quad N = 0,$$

rappresenteranno un'onda a vibrazioni elettriche dirette secondo Oz, che si propaga nella direzione Ox, ma che ha rispetto alla precedente una differenza di fase eguale a $\frac{\pi}{2}$. Nella figura la forza elettrica Z è rappresentata dalla retta AZ, e la forza magnetica M dalla retta AM.

Facendo coesistere i due sistemi, cioé ponendo:

$$X = 0, \quad Y = \operatorname{sen}\theta, \quad Z = \cos\theta,$$
$$L = 0, \quad \sqrt{\mu} M = \sqrt{\varepsilon} \cos\theta, \quad \sqrt{\mu} N = -\sqrt{\varepsilon} \operatorname{sen}\theta,$$

si avrá un'onda a vibrazioni circolari, cioé un'onda analoga a quelle, che in Ottica ricevono la stessa denominazione. Componendo le forze elettriche Y e Z in un'unica forza E, e cosí le forze magnetiche M ed N in una sola F, é chiaro, che si avrá $E = 1$, $\sqrt{\mu} F = \sqrt{\varepsilon}$. Dunque le due forze, che nella figura sono rappresentate da AE ed AF, hanno in questo caso intensitá costanti. Ció che varia é la loro direzione. Infatti E fa con AZ, ed F fa con AY, un angolo $\theta = \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{V}\right)$. Ció posto, ecco come si puó immaginare lo stato del dielettrico in cui si propaga l'onda a vibrazioni circolari. Ad un dato istante nei vari punti d'un piano, per esempio passante per A, perpendicolare alla direzione di propagazione, le due forze

Digitized by Google

E ed F, fra loro ortogonali, hanno una certa direzione, ed hanno la stessa direzione ed intensitá in tutti i piani paralleli al primo, e distanti da quello d'un multiplo intero di TV, cioé di una lunghezza d'onda. Infatti, aumentando x di un multiplo intero di TV, θ varia d'un numero intero di volte 2π. Nei piani intermedî le intensitá sono ancora le stesse, ma la direzione delle forze é differente, giacché θ varia in proporzione di x. Se dunque per ogni punto A della retta Ox si immagina condotta una retta AE rappresentante la forza elettrica, le estremitá E delle rette cosí tracciate formeranno un' elica di passo eguale alla lunghezza d'onda. Un' elica simile, ma spostata angolarmente di 90° intorno all' asse Ox, dará idea della distribuzione della forza magnetica F nell' istante considerato.

Se ora si vuol conoscere come variino col tempo le due forze nel dielettrico, basta evidentemente supporre che le due eliche assumano una traslazione nella direzione Ox colla velocitá V.

Si puó dunque dire, che un raggio di forza elettrica a vibrazioni circolari costituisce un campo ruotante, necessariamente in pari tempo elettrico e magnetico, nel quale ad un istante qualunque la direzione delle forze é diversa nei vari punti dell' asse secondo la legge elicoidale testé definita [1].

In modo analogo si potrá acquistare una chiara idea delle onde elettro-magnetiche a polarizzazione elittica.

Si facciano infatti coesistere due onde piane che si propaghino insieme nella direzione Ox (fig. 36), sull' una delle quali la forza elettrica sia parallela ad Oy ed espressa da a sen θ $\left(\text{ponendo sempre } \theta = \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{V}\right)\right)$, e sull'altra

[1] I tentativi da me fatti per ottenere, sia da un raggio di forza elettrica a vibrazioni circolari, sia da un intenso raggio di luce polarizzato circolarmente, gli effetti noti dei campi ruotanti, non mi hanno finora condotto a risultati soddisfacenti, anche adoperando corpi delicatamente sospesi a fili finissimi di quarzo.

Digitized by Google

sia parallela ad Oz ed espressa da $b \cos \theta$. Le componenti della forza elettrica e della magnetica sull'onda risultante, che sará analoga ad un'onda luminosa polarizzata elitticamente, saranno:

$$X = 0, \quad Y = a \operatorname{sen} \theta, \quad Z = b \cos \theta,$$
$$L = 0, \quad \sqrt{\mu} M = \sqrt{\varepsilon}\, b \cos \theta, \quad \sqrt{\mu} N = -\sqrt{\varepsilon}\, a \operatorname{sen} \theta.$$

Consideriamo dapprima le componenti X, Y, Z, della forza elettrica $E = \sqrt{a^2 \operatorname{sen}^2\theta + b^2 \cos^2\theta}$. Esse non sono altro che le coordinate della posizione occupata dalla particella d'etere vibrante nella teoria di Fresnel (ammesso che a e b sieno le ampiezze delle due vibrazioni rettilinee componenti), per cui la forza elettrica E sará rappresentata in grandezza e direzione dalla retta che congiunge la particella stessa alla sua posizione d'equilibrio. Ora, secondo quella teoria, la particella percorre un'elisse, posta nel piano dell'onda e di equazione $\frac{Y^2}{a^2} + \frac{Z^2}{b^2} = 1$, e questo moto elittico é proiezione di un moto circolare uniforme. Si puó dunque descrivere la maniera nella quale varia col tempo la forza elettrica E in un punto A del dielettrico nel modo seguente.

S'immagini condotto per A un piano normale ad Ox, e quindi parallelo alle onde, che chiameremo piano P, come pure un altro piano orientato in modo, che una circonferenza di centro A su esso tracciata abbia per proiezione sul piano P l'elisse $\frac{Y^2}{a^2} + \frac{Z^2}{b^2} = 1$. Evidentemente se $a > b$ questo piano passerá per l'intersezione del piano P col piano yOx, e se $b > a$ passerá per l'intersezione del piano P col piano zOx, ed il raggio della circonferenza sará eguale ad a nel primo caso ed a b nel secondo. Se ora si suppone che un raggio di questa circonferenza giri uniformemente intorno al centro, in modo da impiegare in ogni giro il tempo T, la sua proiezione sul

Digitized by Google

piano P rappresenterá continuamente in grandezza e direzione la forza elettrica E nel punto A.

Per un medesimo istante la forza E ha lo stesso valore e la stessa direzione, non solo in tutti i punti del piano P, ma anche in tutti i punti dei piani paralleli a P e distanti da questo di un multiplo intero di lunghezze d'onda, mentre per i piani intermedi avrá grandezza e direzione diverse, determinate dal valore differente, in proporzione della distanza dal piano P, dell'angolo che il raggio mobile fa con una direzione fissa presa nel piano della circonferenza.

Se quindi per tutti i punti di una retta normale alle onde, per esempio Ox, s'immaginano rappresentate in grandezza e direzione, per mezzo di tante rette, le forze elettriche, che ad un dato istante ivi agiscono, le estremitá di tali rette disegneranno una elica, giacente sulla superficie cilindrica che ha per direttrice l'elisse $\frac{Y^2}{a^2} + \frac{Z^2}{b^2} = 1$, e per generatrici delle parallele ad Ox. Se poi si suppone che questa curva si sposti uniformemente nel senso Ox della propagazione delle onde con velocitá V, essa varrá a dare idea della forza E nei vari punti della retta Ox (e quindi anche in tutti i punti dei piani normali ad Ox) nei successivi istanti di tempo.

Una volta acquistata in tal modo la cognizione completa della forza elettrica E, sará facile concepire anche la distribuzione, nello spazio e nel tempo, della forza magnetica F, rammentando, che dalle sei equazioni scritte piú sopra si ricava facilmente, che F é perpendicolare ad E, e che $\sqrt{\mu} F = \sqrt{\varepsilon} E$.

Naturalmente, le spiegazioni giá date per render conto della distribuzione delle due forze nel dielettrico pei casi di vibrazioni rettilinee e di vibrazioni circolari si potrebbero dedurre, come casi particolari, dalla spiegazione ora data pel caso di vibrazioni elittiche.

Digitized by Google

INDICE

Digitized by Google

Digitized by Google

PREFAZIONE . . . . . PAG. I

PARTE PRIMA

Descrizione degli apparecchi ed esperienze preliminari.

CAP. I - *Gli apparecchi.*

§ 1. Gli oscillatori. . . . . » 3
§ 2. Descrizione dell' oscillatore . . . . . » 6
§ 3. Altre forme di oscillatori . . . . . » 11
§ 4. Ove abbiano origine le oscillazioni. . . . . » 14
§ 5. I risonatori. . . . . » 16
§ 6. Preparazione dei risonatori . . . . . » 22
§ 7. Dimensioni degli oscillatori e dei risonatori. . . . . » 27
§ 8. Montatura dei risonatori . . . . . » 30
§ 9. Uso del risonatore per eseguire misure. . . . . » 32
§ 10. Risonatore senza specchio parabolico, oppure con specchio assai ridotto . . . . . » 35
§ 11. Sensibilità degli apparecchi descritti. . . . . » 36

CAP. II - *Sulle onde emesse dai risonatori o da masse dielettriche.*

§ 12. Onde generate da un risonatore in azione . . . . . » 39
§ 13. Azione di un risonatore sopra un altro di egual periodo. » 40
§ 14. Azione fra risonatori di periodi differenti. . . . . » 47

Digitized by Google

§ 15. Azione delle onde secondarie sopra un risonatore sottratto all' azione diretta dell' oscillatore . . . . . PAG. 48
§ 16. Interferenza fra le onde secondarie di due risonatori . . . » 51
§ 17. Onde secondarie prodotte da un dielettrico. . . . . » 56
§ 18. Onde secondarie di una sfera dielettrica . . . . . » 59
§ 19. Onde secondarie di un cilindro dielettrico . . . . . » 62
§ 20. Onde secondarie prodotte da un dielettrico di altra forma . » 69

PARTE SECONDA

Produzione di fenomeni analoghi ai principali fenomeni ottici per mezzo delle onde elettro-magnetiche.

CAP. I - ***Fenomeni d' interferenza.***

§ 21. Esperienza delle onde stazionarie. . . . . » 75
§ 22. Esperienza degli specchi di Fresnel. . . . . » 79
§ 23. Altre forme dell'esperienza di interferenza con due specchi. » 83
§ 24. Misura delle lunghezze d'onda dei risonatori, e degli indici di rifrazione . . . . . » 89
§ 25. Interferenza con un solo specchio . . . . . » 91
§ 26. Esperienza del biprisma . . . . . » 95

CAP. II - ***Interferenze colle lamine sottili.***

§ 27. Esperienze anteriori . . . . . » 97
§ 28. Grossezza delle lamine adoperate. . . . . » 98
§ 29. Esperienze d' interferenza colle lamine sottili . . . . . » 99

CAP. III - ***Fenomeni di diffrazione.***

§ 30. Disposizione generale delle esperienze . . . . . » 103
§ 31. Esperienza del diaframma di Fresnel. . . . . » 105
§ 32. Diffrazione prodotta da una fenditura . . . . . » 106
§ 33. Diffrazione prodotta dall'orlo di un corpo opaco. Altri fenomeni di diffrazione . . . . . » 107
§ 34. Fenomeni prodotti da masse dielettriche. . . . . » 109
§ 35. Considerazioni intorno alle esperienze del § precedente. . » 113

Digitized by Google

CAP. IV - ***Trasparenza ed opacitá.***

§ 36. Effetti dovuti all' interposizione di una lastra dielettrica. PAG. 120
§ 37. Esperienze dimostranti l' assorbimento prodotto da certi corpi . . . . . » 124

CAP. V - ***Riflessione sui dielettrici e sui conduttori.***

§ 38. Leggi della riflessione . . . . . » 131
§ 39. Riflessione sui dielettrici. Disposizioni sperimentali . . . . » 134
§ 40. Esperienze relative alla riflessione sui dielettrici . . . . . » 136
§ 41. Riflessione sui metalli. Disposizioni sperimentali . . . . . » 142
§ 42. Esperienze sulla riflessione metallica . . . . . » 145
§ 43. Riflessione elittica . . . . . » 147
§ 44. Riflessione sul legno e sul gesso . . . . . » 149

CAP. VI - ***Rifrazione e riflessione totale.***

§ 45. Prisma, lastra a faccie parallele, lenti . . . . . » 153
§ 46. Polarizzazione per rifrazione. Pila di lastre . . . . . » 155
§ 47. Riflessione totale . . . . . » 157
§ 48. Polarizzazione per riflessione totale. Costruzione dei relativi prismi . . . . . » 161
§ 49. Polarizzazione circolare ed elittica, ottenute per riflessione totale . . . . . » 165

CAP. VII - ***Doppia rifrazione.***

§ 50. Doppia rifrazione prodotta dal legno . . . . . » 168
§ 51. Doppia rifrazione prodotta da cristalli . . . . . » 174
§ 52. Relazione fra la doppia rifrazione delle onde elettromagnetiche nel gesso e la sua forma cristallina . . . » 178
§ 53. Polarizzazione elittica prodotta dalle lamine di gesso . . » 183
§ 54. L' elissoide di polarizzazione per le onde elettro-magnetiche nel gesso . . . . . » 188
§ 55. Esperienze che hanno avuto esito negativo . . . . . » 191

Digitized by Google

NOTE

Nota *A*. Sulle onde elettro-magnetiche generate da un piccolo oscillatore, e su quelle prodotte da due piccole oscillazioni elettriche ortogonali, oppure per mezzo di una rotazione uniforme . . . . . Pag. 197

» *B*. Forza elettrica dovuta ad una sfera dielettrica posta in un campo uniforme . . . . . » 217

» *C*. Forza elettrica dovuta ad un cilindro dielettrico posto in un campo uniforme . . . . . » 220

» *D*. Sulla riflessione e sulla rifrazione delle onde elettro-magnetiche . . . . . » 225

» *E*. Sulla riflessione metallica della luce polarizzata . . . . » 238

» *F*. Sulle onde elettro-magnetiche a polarizzazione circolare od elittica . . . . . » 243

Digitized by Google

Correzioni alla nota (2) della pag. 187.

Nella seconda linea, dopo la parola: sono, *aggiungere:* proporzionali a.....

Alla fine della nota aggiungere:

ρ rappresenta qui il rapporto fra le intensità delle due componenti x ed y.

Digitized by Google

PROPRIETÀ LETTERARIA.

BOLOGNA: TIPI ZANICHELLI, 1897.

Digitized by Google